

UNIVERSITE PARIS SUD XI

THESE

Pour obtenir le titre de

Docteur

Discipline : Physique Nucléaire

Par

Rosa SIFI

Sujet :

Ionisation résonante par faisceaux laser : Application aux sources d'ions et à l'étude de la structure des noyaux radioactifs de tellure

Soutenue le 9 juillet 2007 devant la commission d'examen

**M. Pierre DESESQUELLES
Mme. Fazia HANNACHI
Mme. Gerda NEYENS
M. Marek LEWITOWICZ
M. Klaus WENDT
M. François LE BLANC**

**Président
Rapporteur
Rapporteur**

Directeur de thèse

Remerciements

Le travail de cette thèse a été effectué à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay au sein du groupe NESTER. Je remercie tout d'abord la directrice de l'IPN Mme. Dominique Guillemaud-Mueller ainsi que le directeur de la division de recherche M. Bernard Berthier de m'avoir accueillie dans leur laboratoire et permis de mener ma thèse dans les meilleures conditions.

J'exprime chaleureusement ma reconnaissance la plus sincère à François Le Blanc pour avoir accepté de m'accueillir au sein de son groupe et de m'avoir proposé un sujet de thèse aussi passionnant et riche. Je le remercie pour sa patience et sa gentillesse tout au long de cette thèse. Il a su me guider pas à pas dans toutes les étapes particulièrement pour m'initier à la pratique des lasers et à la préparation des différentes expériences ainsi que lors du dépouillement des résultats. Ses conseils ont toujours été très précieux. Merci de m'avoir encouragée et soutenue et surtout de m'avoir supportée malgré mes nombreuses baisses de moral durant les 6 mois de rédaction.

Je remercie Pierre Desesquelles d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse. Je remercie vivement mes deux rapporteurs Fazia Hannachi et Gerda Neyens d'avoir accepté d'en examiner les travaux malgré leurs emplois du temps très chargés. J'adresse aussi mes remerciements à Marek Lewitowicz et Klaus Wendt pour avoir fait le déplacement pour faire partie du jury de soutenance.

Ce travail n'aurait pu voir le jour sans les efforts considérables de toute une équipe de physiciens et techniciens, pour qui je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance.

Mes sincères remerciements vont d'abord à Brigitte Roussière et Jocelyne Sauvage qui m'ont beaucoup enrichie par leurs critiques et leurs remarques. Leur dévouement à me transmettre leur savoir faire et leur expérience lors de la préparation et du déroulement de l'expérience COMPLIS a été d'une aide considérable. Merci à l'attention qu'elles ont porté à ce travail et leur disponibilité sans oublier les nombreuses suggestions et critiques durant l'analyse des résultats et lors de la rédaction de ce manuscrit.

L'expérience COMPLIS ne peut aboutir sans la contribution de nombreux collaborateurs. Je remercie Jacques Pinard pour sa passion inaltérée aux lasers grâce à laquelle on a pu bénéficier de son expérience et de son doigté qui ont toujours assuré un très bon fonctionnement du système laser tout au long de ma thèse et tout au long des années précédant celle-ci, sans oublier le savoir faire de Louis Cabaret à qui j'exprime mes sincères remerciements.

Le contrôle informatique de l'expérience et le bon déroulement de l'acquisition ne serait mené à bien sans la présence indispensable de Nathalie Barré. Qu'elle trouve ici l'expression de mes profonds remerciements.

Je remercie également Jeannine Genevey, John Crawford et Jonathan K.P. Lee pour leur disponibilité et leur participation aux longues nuits de manip, sans oublier Henri Stroke. Merci pour ta gentillesse Henri et pour ta bonne humeur communicative, merci de m'avoir éclairée par ton immense expérience pour analyser les spectres si compliqués des tellure.

J'adresse mes profonds remerciements à Gerhard Huber qui veille toujours (de près ou de loin) au bon déroulement de la collaboration COMPLIS et à l'intérêt qu'il a porté à mon travail.

J'aimerais adresser une grande part de mes remerciements à toute l'équipe de la division accélérateurs. Tout d'abord à Saïd Essabaa et Christophe Lau qui se sont assuré du bon déroulement des tests sur la source laser en déployant les forces humaines et matérielles nécessaires pour mener à bien ces derniers et merci à leur remarques et suggestion pour la rédaction de ce mémoire. Merci à Michel Ducourtieux pour son travail le long des lignes COMPLIS et SIHL. Il a toujours été disponible malgré ses nombreuses tâches. Merci à Hervé Croiset et Yann Richard sans qui je n'aurai jamais pu avoir une pompe « clean » pour les mesures de flux et pour toute leur aide durant ces 3 années. Merci également à Hervé Lefort pour son travail

méticuleux et soigneux qui m'a permis de comprendre le fonctionnement des séparateurs et de m'initier à la faisceaologie. Parmi les personnes qui m'ont aidées dans mon travail je cite : Olivier Bajeat et Christophe Vogel qui étaient disponibles et attentifs à chaque fois que j'avais besoin de leur aide, merci à vous et à toutes les autres personnes que je ne cite pas ici mais à qui j'exprime ma profonde gratitude car sans elles je n'aurais pas pu faire aboutir mes tests. Travailler avec toute cette équipe était un réel plaisir, merci les « Mecs ».

Merci à mon Professeur M. Slimane Barhoumi de m'avoir fait bénéficier de son expérience et de ses contacts, grâce à lui j'ai pu explorer d'autres horizons et faire la rencontre de tout ce beau monde cité précédemment. Toutes ces personnes me font aimer la physique de plus en plus.

Cette thèse n'aurait pu voir le jour sans le soutien et les encouragements de ma famille, grâce à eux j'ai pu avancer malgré les épreuves difficiles endurées durant les 3 dernières années. Merci à mon défunt père de m'avoir poussée à faire cette thèse, je ne regrette rien car elle m'a tellement enrichie et j'ai tellement appris. Je te dédie ce mémoire car tu n'as pas pu voir l'aboutissement de ce travail. Merci également à tous mes amis, que je ne peux citer ici car la liste est longue, qui ont toujours cru en moi et soutenu.

Un petit clin d'oeil également au gardien de l'IPN qui s'est assuré à plusieurs reprises que j'étais toujours en vie pendant les longues nuits passées à rédiger dans mon bureau.

Table des matières

INTRODUCTION	1
 I- RIS : Spectroscopie par ionisation résonante	
1- Principe de l'ionisation résonante	3
a- Ionisation résonante en deux étapes	4
b- Les caractéristiques des faisceaux laser	7
i- <i>Le choix du schéma d'ionisation</i>	7
ii- <i>L'énergie des faisceaux laser</i>	8
2- Applications de RIS	10
 II- L'utilisation de RIS pour la production d'atomes radioactifs : développement d'une source d'ions laser appliquée aux atomes de cuivre	
1- Intérêt de la source laser	15
2- Efficacité d'une source laser	16
3- Choix du schéma d'ionisation du cuivre	19
4- Dispositif expérimental	21
4-1- Le séparateur d'isotopes hors-ligne de l'IPN (SIHL)	21
4-2- La source laser	22
4-3- Le système laser	24
5- Principe de la mesure d'efficacité	27
5-1- Procédure et conditions expérimentales	27
a- Pressions de vapeur	27
b- Etalonnage de la source	29
5-2- Mesure du flux d'atomes de cuivre	29
a- Principe	30
b- Estimation du flux total d'atomes	31
5-3- Résultats obtenus	33
6- Application pour ALTO : la source d'ion laser à haute cadence	37
 III- Application de l'ionisation résonante à la structure nucléaire : L'expérience COMPLIS sur les noyaux de Te	
1- Rappel sur les modèles nucléaires appliqués aux calculs de rayons de charge	39

1-1	Modèle de la gouttelette liquide	40
1-2	Modèles en champ moyen	43
1-2-1	Approche non relativiste (HF)	43
a-	Formalisme Hartree-Fock	43
b-	Traitement de l'appariement (HFB).....	44
c-	Force effective de Gogny (D1S)	46
1-2-2	Approche relativistes (RMF)	46
a-	Formalisme	47
b-	Force effective NL3	48
1-3	Modèle au-delà du champ moyen (GCM-GOA)	49

2- Les moments nucléaires

2-1	Le moment quadrupolaire électrique	51
2-2	Le moment dipolaire magnétique	53

3- Intérêt de la région des tellures

4- Les outils de physique atomique

4-1-	La structure hyperfine	59
4-1-1-	L'interaction dipolaire magnétique	59
4-1-2-	L'interaction quadrupolaire électrostatique	62
4-1-3-	Les transition hyperfines	64
4-2-	Le déplacement isotopique	66
4-2-1-	Le déplacement isotopique de masse	67
a-	Effet normal de masse	67
b-	Effet spécifique de masse	68
4-2-2-	Le déplacement isotopique de volume	69

5- Technique expérimentale

5-1-	Les expériences auprès d'ISOLDE	74
•	La cible d'UC ₂ et mesures de productions	76
5-2-	Le dispositif COMPLIS	77
5-2-1-	Schéma général	77
5-2-2-	Conditions de mesure	81
5-3-	Schémas d'ionisation du Te	83
5-4-	Le système laser	87
•	Le laser de désorption	87
•	Le laser de pompage	89
•	Le laser monomode pulsé « <i>compulsé</i> »	89
•	Le laser à colorant pulsé Lambda-physik	91
5-5-	Constitution et acquisition des spectres hyperfins	92

6- Analyse des données, résultats et interprétation	94
6-1- Construction des structures hyperfines et identification des raies	94
6-2- Extraction des constantes de structure hyperfine et du déplacement isotopique	94
6-3- Extraction des moments nucléaires μ_I et Q_s	103
6-4- Extraction du $\delta\langle r^2 \rangle^{AA'}$ des tellures à partir du King-plot	105
6-5- Comparaison des résultats expérimentaux aux calculs théoriques	109
6-5-1- Les moments magnétiques	109
6-5-2- Les moments quadripolaires électriques	110
6-5-3- Les rayons carrés moyen de charge des isotopes pairs-pairs.	111
CONCLUSION	117
BIBLIOGRAPHIE	121

INTRODUCTION

En physique nucléaire, l'étude des propriétés statiques des noyaux est importante pour la compréhension du comportement de la matière nucléaire à basse énergie d'excitation spécialement en s'éloignant de la vallée de stabilité. Ces propriétés, moments et rayon de charge, ont été mesurées sur de nombreux isotopes de la carte des noyaux mais il reste des régions difficilement accessibles car plus les noyaux sont exotiques plus ils sont difficiles à produire et donc à étudier. Nous nous sommes intéressés dans cette thèse à ces deux aspects : la production de faisceaux d'isotopes radioactifs exotiques et l'étude de leurs propriétés.

La technique de l'ionisation résonante qui consiste à ioniser un atome par faisceaux laser s'est de plus en plus élargie à différents domaines. Nous l'avons appliquée en particulier à la production sélective de faisceaux et à une expérience de spectroscopie laser sur les isotopes de tellure.

Les faisceaux d'isotopes radioactifs produits par les séparateurs d'isotopes classiques sont très bien séparés en masse A mais ne le sont pas en Z . L'ionisation résonante par faisceaux laser appliquée aux sources d'ions a permis de produire des faisceaux d'isotopes radioactifs de manière très sélective et très efficace en éliminant ainsi la contamination isobarique qui empêchait l'étude des noyaux peu produits. Ce type de sources est appelé source d'ions laser. La source d'ions laser de référence est la source RILIS (Resonant Ionization Laser Ion Source) à ISOLDE (Isotope Separation On-Line DEvice) au CERN où plus de 20 éléments sont ionisés avec une très bonne efficacité. La naissance du projet ALTO (Accélérateur Linéaire auprès du Tandem d'Orsay) à l'IPN d'Orsay a fait émerger l'idée d'installer une source d'ions laser à l'IPN. A cet effet, une étude de faisabilité a été entreprise avec un premier faisceau d'étain stable ionisé avec succès. Les travaux de cette thèse en sont la continuité avec un faisceau de cuivre stable.

L'ionisation résonante par faisceaux laser est également utilisée dans des expériences de spectroscopie auprès de COMPLIS à ISOLDE au CERN. La technique dans ce cas consiste à effectuer un balayage en fréquence autour de la transition d'excitation des atomes pour sonder leur structure hyperfine. Cette étape sera suivie de l'étape d'ionisation pour ioniser les atomes et les détecter. La spectroscopie laser nous permet de déterminer la structure hyperfine et le déplacement isotopique des atomes. Ces deux quantités contiennent des grandeurs physiques très importantes pour caractériser les propriétés des noyaux dans leur état fondamental et/ou isomérique. A travers le déplacement isotopique nous déterminons la variation du rayon carré moyen de charge et à travers la structure hyperfine nous avons accès aux constantes de structure hyperfine qui sont reliées aux moments nucléaires, magnétique et quadrupolaire. Le rayon de charge et le moment quadrupolaire nous donnent des informations concernant la forme et la déformation des noyaux, tandis que le moment magnétique nous renseigne sur la configuration des états nucléaires. Nous avons choisi de mesurer ces grandeurs dans la région

de masse proche des couches fermées à $N = 82$ et $Z = 50$ dans laquelle les éléments de $Z = 62$ à $Z = 54$ ont déjà été étudiés par spectroscopie laser. Pour tous ces éléments, nous avons observé le même comportement relatif à la variation du rayon carré moyen de charge : une augmentation lente du rayon de charge jusqu'à la fermeture de couche $N = 82$ et brusque au-delà. Nous avons voulu mesurer l'évolution de cette rupture de pente en s'approchant de $Z = 50$ où la fermeture de couche proton apparaît. Pour cela nous avons choisi les isotopes de tellure ($Z = 52$) riches en neutrons.

Dans le chapitre I, nous exposons le principe de l'ionisation résonante par faisceaux laser : la méthode et les outils tels que le choix des schémas d'ionisation et des lasers ainsi que son domaine d'application.

Nous consacrons le chapitre II à l'application de l'ionisation résonante aux sources d'ions laser utilisées pour la production de faisceaux. Nous commencerons par évoquer les types de sources utilisées généralement avant de situer la source laser et son intérêt. Nous discuterons ensuite la géométrie de source établie et l'efficacité. Après ces généralités, nous détaillerons les tests que nous avons effectués sur la source d'ions laser à l'IPN d'Orsay : les objectifs ainsi que les résultats obtenus juste avant la poursuite des tests avec un faisceau de cuivre. Nous présenterons le dispositif expérimental qui nous a permis de réaliser ces tests ainsi que l'installation laser. Nous présenterons par la suite les premiers résultats obtenus avec le cuivre et les objectifs futurs.

Dans le chapitre III, nous détaillerons l'expérience de spectroscopie laser sur les noyaux de tellure auprès de COMPLIS. Nous commencerons d'abord par définir les grandeurs physiques que l'on veut extraire : rayon de charge et moments nucléaires. Nous détaillerons ensuite quelques modèles théoriques que nous avons utilisés pour interpréter nos résultats expérimentaux. Nous présenterons ensuite la région de masse des tellures avant de définir les outils spectroscopiques. Nous continuerons en présentant l'expérience COMPLIS et l'installation laser en détaillant comment sont effectuées les mesures gérées par le système d'acquisition et contrôle/commande. La méthode d'analyse des spectres expérimentaux sera également exposée et nous expliquerons comment sont extraites les données physiques à partir de ces spectres. Nous présenterons ensuite tous les résultats obtenus avec une discussion basée sur les modèles théoriques présentés au début du chapitre III. Nous clôturerons cette thèse par une conclusion et des perspectives.

CHAPITRE I

L'ionisation résonante

Depuis la découverte des rayons X et de la radioactivité, les études en spectroscopie atomique sur les phénomènes d'émission de rayonnement γ et d'ionisation des atomes n'avaient pour but que la compréhension de l'interaction rayonnement-matière. D'autres motivations venant du besoin de développer de nouveaux gaz pour lasers ont donné lieu à plusieurs études spectroscopiques sur les gaz rares et les mélanges de gaz où a été observé un phénomène nouveau appelé *effet Jesse* [Jes55] : l'introduction de traces d'impuretés dans un gaz d'hélium augmente considérablement l'ionisation de ce dernier par l'absorption de l'énergie des particules alpha.

Le développement du principe de spectroscopie par ionisation résonante (RIS) a vu le jour suite à des recherches sur l'effet Jesse [Jes55, Hur79] pour l'élaboration d'un système de détection d'un atome unique [Hur77, Hur79].

La spectroscopie par ionisation résonante est un processus d'absorption de photons en deux ou plusieurs étapes pour faire passer l'électron de l'état fondamental vers le continuum d'ionisation des atomes. Une des sources de lumière (énergie) susceptible de réaliser un tel processus est la lumière laser.

Cette méthode a été principalement utilisée pour dénombrer les populations des états excités des espèces atomiques. L'étude de l'atome métastable He (2^1S) [Pay75] est le premier exemple de son utilisation dans ce domaine. D'autres applications ont suivi faisant de RIS une méthode multidisciplinaire. Nous évoquerons à la fin de ce chapitre les différentes applications de RIS.

Dans ce qui suit nous décrirons le processus d'ionisation résonante en détail en donnant les conditions requises pour atteindre la saturation, ainsi que les propriétés que doivent avoir les faisceaux lasers pour les satisfaire. Nous donnerons par la suite une vue généralisée sur les applications de RIS dans des mesures de haute précision et de production de faisceaux d'ions radioactifs.

1. Principe de l'ionisation résonante

La méthode RIS est basée sur la photoionisation (ionisation par absorption d'un ou plusieurs photons) d'atomes par faisceaux laser : l'éjection d'un électron du cortège électronique par l'absorption d'un ou plusieurs photons. Dans un processus en deux étapes, le premier faisceau laser est accordé sur la fréquence de la transition résonante d'un atome dans un état donné vers un autre état intermédiaire. L'atome est ensuite photoionisé à partir de cet état intermédiaire grâce à une deuxième impulsion laser. Cette méthode présente deux grandes qualités :

- *Sélectivité* : la combinaison de fréquences laser choisie pour ioniser les atomes d'un élément donné est spécifique à ce dernier et ne peut pas ioniser ceux d'un autre élément.
- *Efficacité* : tout atome dans son état fondamental exposé au flux laser sera ionisé quand les conditions de saturation seront réunies.

Nous allons étudier à présent les conditions de saturation d'un processus résonant que nous traduirons par la suite en terme d'énergies des faisceaux lasers requises pour satisfaire celles-ci. Nous étudierons aussi comment le choix d'un schéma d'ionisation peut jouer sur l'efficacité et la sélectivité. Pour cela, nous raisonnerons de manière simplifiée sur une population d'atomes dans leur état fondamental et ionisés en deux étapes. Cette étude du processus d'ionisation en deux étapes peut être facilement généralisée pour inclure des processus d'ionisation en plusieurs étapes.

a- Ionisation résonante en deux étapes

La saturation d'un processus résonant est atteinte lorsque chaque atome de l'espèce atomique sélectionnée, initialement dans son état fondamental avant d'être exposé au flux photonique d'un laser pulsé, est converti en une paire électron-ion positif durant la durée de l'impulsion laser.

Sur la figure I-1 sont représentés tous les événements impliqués dans un processus RIS élémentaire. Ce processus se décompose en deux étapes principales :

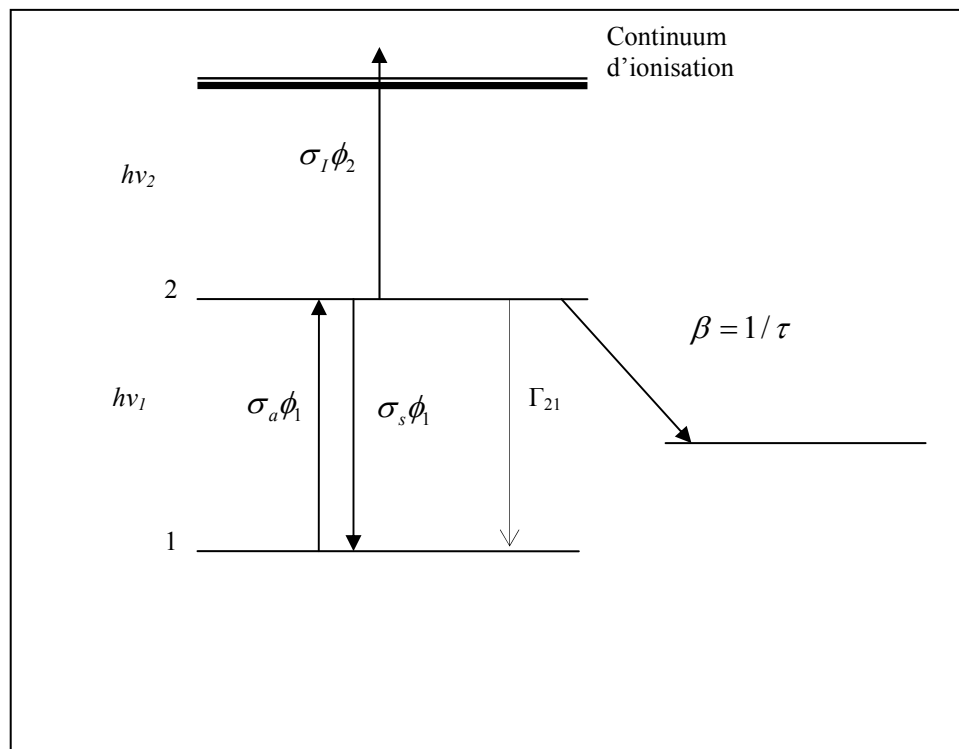


Figure I-1 : Le schéma complet d'une ionisation résonante en deux étapes.

- Etape d'excitation :

Un faisceau laser pulsé délivre des photons de fréquence ν_1 pour exciter un atome dans son état fondamental 1 vers un état excité 2. Le produit du flux de photons Φ_1 par la section efficace d'absorption σ_a représente le taux de la transition d'excitation. Les atomes se trouvant dans l'état 2 peuvent revenir à leur état fondamental 1 suivant la désexcitation spontanée caractérisée par son taux Γ_{21} . La désexcitation stimulée est quant à elle caractérisée par un taux défini par le produit de la section efficace d'émission spontanée σ_s et du flux de photons Φ_1 . La désexcitation vers des niveaux autres que l'état fondamental est caractérisée par un taux de fuite $\beta = 1/\tau$ (figure I-1), où τ est la durée de l'impulsion laser.

- Etape d'ionisation :

Les atomes se trouvant dans l'état excité 2 vont pouvoir passer dans le continuum d'ionisation par l'absorption d'un autre photon de fréquence ν_2 . Le taux d'ionisation sera donné par le produit de la section efficace d'ionisation σ_i et du flux de photons Φ_2 (figure I-1).

Durant l'impulsion laser, la population de l'état 2 augmente aux dépens de celle de l'état 1. Après environ 10^{-9} sec, le taux d'émission stimulée de l'état excité sera égal au taux de sa production. Ainsi, un équilibre est établi.

Les deux conditions les plus importantes pour atteindre la saturation concernent :

- la fluence : c'est-à-dire le nombre de photons par unité de surface du faisceau laser,
- le flux : c'est-à-dire le nombre de photons par unité de surface et par seconde du faisceau laser.

Pour exprimer ces deux conditions de manière quantitative, nous allons raisonner en terme de taux de transition.

On caractérise le faisceau laser par la quantité $I(\nu)d\nu$ qui représente le nombre de photons par cm^2 et par seconde dans l'intervalle de fréquence ν et $\nu + \Delta\nu$. Pour simplifier nous utilisons une forme gaussienne :

$$I(\nu) = \frac{\phi}{\sqrt{2\pi}\Delta\nu} \exp\left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{2\Delta\nu^2}\right]$$

Où $\Delta\nu$ est la largeur en fréquence du faisceau laser, ν_0 est la fréquence de résonance, et ϕ le flux du faisceau laser.

On écrit la variation du nombre d'atomes dans les états 1 et 2 comme [Hur79] :

$$\frac{dn_1}{dt} = -n_1 \int d\nu \sigma_a(\nu) I(\nu) + \Gamma_{21} n_2 + n_2 \int d\nu \sigma_s(\nu) I(\nu) \quad (\text{I-1})$$

$$\frac{dn_2}{dt} = n_1 \int d\nu \sigma_a(\nu) I(\nu) - n_2 \int d\nu \sigma_s(\nu) I(\nu) - \Gamma_{21} n_2 - \beta n_2 - \sigma_i \phi_2 n_2 \quad (\text{I-2})$$

Le taux d'ionisation est donné par :

$$\frac{dn_I}{dt} = \sigma_I \phi_2 n_2 \quad (\text{I-3})$$

Puisque $\sigma_a(\nu)$ et $\sigma_s(\nu)$ sont très petites comparées à $\Delta\nu$:

$$\int d\nu \sigma_a(\nu) I(\nu) = \frac{g_2}{g_1} \frac{\lambda_0^2 \Gamma_{21} \phi_1}{8\sqrt{2}\pi^{3/2} \Delta\nu} \equiv \bar{\sigma}_a \phi_1 = \frac{g_2}{g_1} \bar{\sigma}_s \phi_1$$

$$\int d\nu \sigma_s(\nu) I(\nu) = \bar{\sigma}_s \phi_1$$

Où g_1 et g_2 sont respectivement les poids statistiques du niveau fondamental et du niveau excité. $\bar{\sigma}_a$ et $\bar{\sigma}_s$ sont les sections efficaces moyennes des phototransitions.

On note qu'avec des lasers à haut débit, on a généralement : $\bar{\sigma}_s \cong \frac{\lambda_0^2 \Gamma_{21}}{8\pi \Delta\nu_{1/2}}$, où Γ_{21} est le taux

d'émission spontanée et $\Delta\nu_{1/2}$ est la largeur à mi-hauteur du faisceau laser.

On suppose également que : $\phi_1 \approx \phi_2 \approx \phi$.

Les équations (I-1) et (I-2) peuvent ainsi être simplifiées et résolues en supposant des impulsions carrées :

$$n_2(t) = \frac{\bar{\sigma}_a \phi n_1(0)}{b-a} (e^{-at} - e^{-bt}) \quad (\text{I-4})$$

$$n_1(t) = \sigma_I \phi \frac{\bar{\sigma}_a \phi n_1(0)}{b-a} \left| \frac{1}{a} (1 - e^{-at}) - \frac{1}{b} (1 - e^{-bt}) \right|$$

où $n_1(0)$ est la population initiale de l'état 1 et :

$$a = \frac{x_2}{2} - \sqrt{\left(\frac{x_2}{2}\right)^2 - x_1^2} \quad \text{et} \quad b = \frac{x_2}{2} + \sqrt{\left(\frac{x_2}{2}\right)^2 - x_1^2}$$

avec :

$$x_1^2 = \bar{\sigma}_a \phi (\beta + \sigma_I \phi) \quad \text{et} \quad x_2 = \Gamma_{21} + \beta + (\bar{\sigma}_a + \bar{\sigma}_s + \sigma_I) \phi$$

Si le faisceau laser est accordé sur la fréquence de résonance et si la largeur du faisceau $\Delta\nu$ n'est pas excessive, les deux sections efficaces $\bar{\sigma}_a$ et $\bar{\sigma}_s$ seront beaucoup plus grandes que σ_I .

Si on considère la condition de flux suivante :

$$\phi \sigma_I \gg \beta \quad (\text{I-5})$$

et avec les approximations suivantes :

$$x_2 \gg x_1, b \gg a \quad \text{et} \quad \Gamma_{21} \ll (\bar{\sigma}_a + \bar{\sigma}_s) \phi$$

L'équation (I-4) s'écrit sous la forme suivante :

$$n_2(t) = \frac{g_2}{g_1 + g_2} n_1(0) e^{-at} \quad (\text{I-6})$$

Des restrictions sur le temps limitées par la durée de l'impulsion laser ont également été posées pour négliger le terme e^{-bt} .

La population de l'état 2 à l'équilibre est reliée à la population de l'état fondamental par :

$$\frac{n_2(0)}{n_1(0)} = \frac{g_2}{g_1}$$

Ainsi, avec la condition de flux (I-5), nous avons une situation simple de quasi-équilibre, quand les états 1 et 2 sont fortement couplés au faisceau laser, la somme de leurs populations

(c'est-à-dire $n_1(0)$) décroît vers la quantité e^{-at} où $a = \frac{g_2}{g_1 + g_2} \sigma_I \phi$

A partir de (I-3) et (I-6), on déduit la population d'atomes dans le continuum d'ionisation pour une durée d'impulsion laser τ :

$$n_I(t) = \int_0^{\tau} \sigma_I \phi_2 n_2(t) dt = n [1 - e^{-a\tau}]$$

Avec $n = n_1(0) + n_2(0)$.

Si $\frac{g_2}{g_1 + g_2} \phi \sigma_I \tau \gg 1$, alors $n_I = n_1(0)$ et l'ionisation est complète.

En résumé, on considère que nous arrivons à saturation quand la population d'atomes dans le continuum est égale à n et ce en satisfaisant les deux conditions suivantes :

- la condition de flux : $\phi \sigma_I \gg \beta$ c'est-à-dire que l'ionisation est prédominante sur les processus concurrents,

- la condition de fluence : $\frac{g_2}{g_1 + g_2} \phi \sigma_I \tau \gg 1$ c'est-à-dire que la durée d'ionisation est courte par rapport à la durée de l'impulsion laser.

Généralement la première condition est facilement réalisable. En revanche, la deuxième condition dépend de plusieurs facteurs notamment l'utilisation de lasers adéquats ainsi que du mode d'ionisation de l'état intermédiaire choisi. C'est ce que nous allons détailler dans ce qui suit.

b- Les caractéristiques des faisceaux laser

Dans cette partie nous allons étudier les conditions de flux et de fluence requises pour saturer le processus RIS et les traduire en terme de conditions sur les faisceaux laser. Nous allons d'abord montrer l'influence du choix du schéma d'ionisation sur l'efficacité d'ionisation, ensuite nous examinerons les caractéristiques des faisceaux lasers en terme d'énergies.

i- Le choix du schéma d'ionisation :

Comme nous l'avons mentionné précédemment, il y a une multitude de chemins menant l'électron d'un atome de l'état fondamental vers le continuum d'ionisation. La figure I-2 représente le résumé de toutes ces possibilités. Il est bien sûr préférable d'utiliser un schéma

en 3 étapes (deux excitations successives et dernière étape d'ionisation) pour diminuer les ionisations parasites.

Nous allons décrire brièvement ces schémas en les classant selon la dernière étape atteinte :

- Vers le continuum :

C'est une étape non résonante, l'efficacité d'ionisation dépend fortement de l'énergie du faisceau laser car la section efficace non résonante dans le continuum est très faible ($\sigma = 10^{-19}$ - 10^{-17} cm²). Comme l'exemple mentionné précédemment (tableau I-1), l'énergie minimale requise du faisceau laser ionisant est de l'ordre de quelques mJ/impulsion. Celle-ci est satisfaite par la plupart des lasers existants ou bien se situe dans la limite critique des lasers à faible cadence. Cette étape est utilisée généralement dans le cas où les états autoionisants ne sont pas connus.

- Vers des états autoionisants :

La section efficace est plus importante ($\sigma \sim 10^{-15}$ cm²). Ces états (AIS) représentent l'excitation de deux électrons simultanément vers des niveaux au dessus du potentiel d'ionisation W_i . Après une certaine durée de vie ($\sim 10^{-15}$ - 10^{-10} s), l'un des deux électrons va sur le niveau fondamental ou excité de l'ion formé et le deuxième est éjecté. Tous les éléments possèdent des états autoionisants, et leur utilisation est très favorable pour une ionisation résonante efficace (Tableau I-1). Le seul problème est que ces états ne sont pas connus pour un grand nombre d'éléments car ils sont parfois très fins en fréquence et nécessitent l'utilisation de lasers à haute résolution.

- Vers les états Rydberg :

Les transitions vers les états Rydberg [Fri90, Rad85] sont caractérisées par des sections efficaces très grandes ($\sim 10^{-14}$ cm²). L'application d'un champ électrique statique (~ 10 kV/cm) peut déplacer par effet Stark les niveaux Rydberg vers le continuum et ainsi ioniser l'atome [Amb75, Wor78, And86]. L'inconvénient de cette méthode réside dans l'application de l'effet Stark car il nécessite un champ électrique fort.

A partir de ces possibilités nous remarquons que la saturation du processus d'ionisation résonante peut être réalisée soit par l'utilisation de lasers qui satisfont les conditions de flux et de fluence, soit par l'absorption d'un seul photon suivie par des collisions avec des atomes dans leur état fondamental. Cette technique requiert moins d'énergie par impulsion laser que la photoionisation en deux étapes. Cette version de la méthode RIS a été appliquée sur des études cinétiques de l'état He (2¹S) [Pay75].

Ainsi, pour un même élément nous avons un grand choix de schémas (voir [Sal90, Sal91, Sal92 et Sal94], il suffit de déterminer celui qui est le plus efficace selon les applications pour lesquelles est destiné l'élément qu'on veut ioniser.

ii- L'énergie des faisceaux laser :

Pour pouvoir donner une estimation, nous avons besoin de connaître quelques ordres de grandeurs. Les sections efficaces σ_a et σ_s concernent des processus résonants, elles seront

plus grandes que la section efficace d'ionisation σ_i , qui est un processus non résonant. σ_a et σ_s sont de l'ordre de 10^{-11} à 10^{-14} cm² et σ_i est de l'ordre de 10^{-17} à 10^{-19} cm² [Dez90]. L'ordre de grandeur de β est de 10^8 s⁻¹ [Dez90].

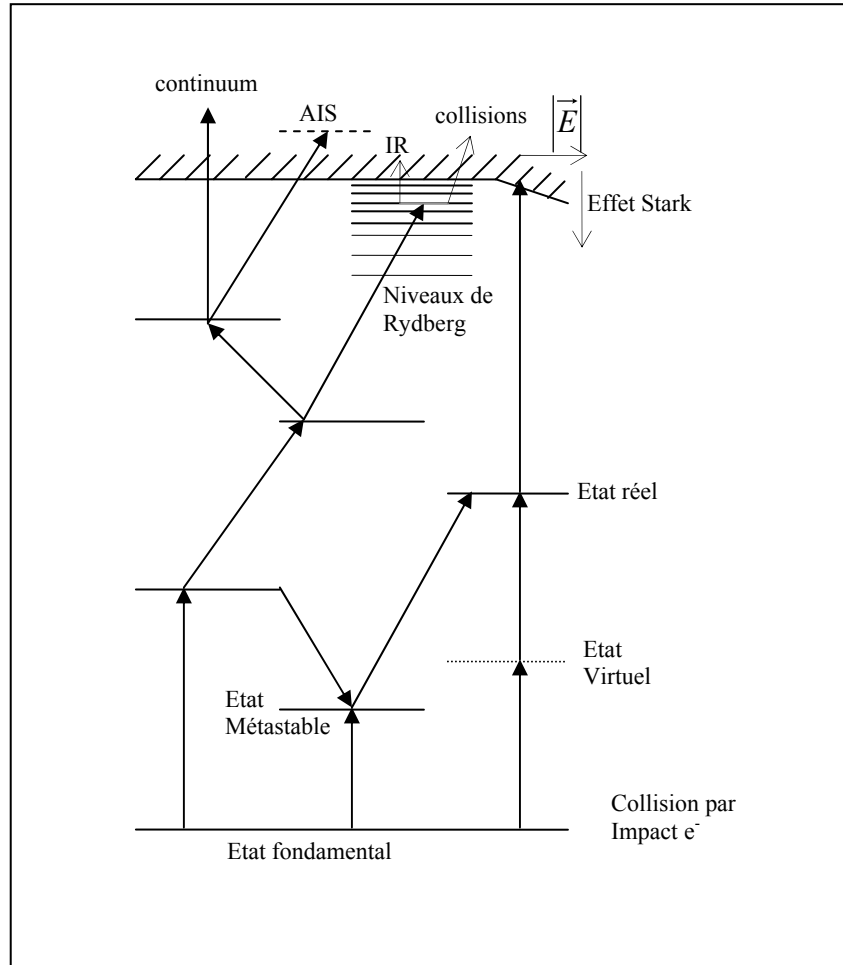


Figure I-2 : Les possibilités de schémas d'ionisation dans le processus d'ionisation laser résonante.

Les poids statistiques sont ici définis comme : $g_1 = 2J_1 + 1$ et $g_2 = 2J_2 + 1$ avec J_1 le spin du niveau fondamental et J_2 le spin du niveau excité. L'estimation de la fluence dépendra donc du type de laser utilisé car il faut connaître sa durée d'impulsion.

Sachant qu'un quantum d'énergie vaut $\frac{hc}{\lambda}$, l'intensité du faisceau laser sera $I = \frac{hc}{\lambda} \phi$. La traduction des conditions de flux et de fluence en terme d'énergie des faisceaux laser dépendra des longueurs d'onde des transitions d'excitation et d'ionisation utilisées. Ainsi, en utilisant les ordres de grandeurs ci-dessus et un laser de 30Hz avec une largeur d'impulsion de 8ns, on peut caractériser le flux, l'intensité du faisceau ainsi que son énergie comme suit :

- Pour une transition d'excitation d'un niveau $3d^{10}4s^2$ ($^2S_{1/2}$) vers un niveau $3d^94s4p$ ($^4P_{3/2}$) correspondant à la longueur d'onde 249,2 nm et pour un diamètre du faisceau laser de 3mm on obtient les grandeurs suivantes :

- Flux : $\Phi \gg 10^{22} \text{ photons/cm}^2.s$
 - Intensité : $I = 240 \text{ W/cm}^2$
 - Energie : $E = 0,14 \mu\text{J/impulsion}$
- Pour le cas d'une transition ionisante à partir d'un état $3d^9 4s 4p$ ($^4P_{3/2}$) nous pouvons atteindre le continuum avec une longueur d'onde de 450 nm ou bien atteindre un état autoionisant $3d^9 4s 5s$ ($^4D_{5/2}$), les caractéristiques des faisceaux laser sont résumées dans le tableau I-1 :

<i>Transition</i>	<i>Vers continuum</i>	<i>Vers état autoionisant</i>
Flux (photons/cm ² .s)	10^{27}	10^{25}
Intensité (W/cm ²)	2.10^8	2.10^6
Energie /impulsion (mJ)	2,7	0,027

Tableau I-1 : Caractéristiques des faisceaux laser pour une transition ionisante vers le continuum et vers un état autoionisant.

Généralement, l'utilisation de lasers adéquats suffit pour saturer le processus d'ionisation et obtenir une très bonne efficacité (~ 10%).

2. Applications de RIS

Plusieurs applications en physique classique et en chimie peuvent être réalisées grâce à l'ionisation résonante. Une des applications principales de RIS a été la détermination de la population des états excités en mesurant le nombre de paires d'ions produites. Un bon accord a été obtenu pour l'état excité He (2^1S) entre les prédictions théoriques et la méthode RIS [Hur79, Bar73]. Cette méthode a été utilisée aussi dans la photodissociation de molécules [Gro77, Dav67, Hur77]. La sensibilité et la résolution en temps de la méthode RIS, rendent possible un grand nombre de mesures précises en physique atomique. Par exemple, la mesure des sections efficaces de photoionisation des atomes dans différents états excités et l'élargissement en fréquence des raies. Son application s'est élargie à différents domaines tels que l'astrophysique [Bah78] et la cosmologie [Kir78].

Dans le cadre des travaux de cette thèse nous avons utilisé la méthode RIS dans deux expériences différentes. La première consiste en la séparation de faisceaux d'isotopes radioactifs riches en neutrons. En effet, la séparation en masse des produits de fission ne suffit pas à éliminer la contamination isobarique des faisceaux et il est nécessaire d'utiliser une source d'ions laser. Cette dernière est basée sur l'ionisation résonante des éléments par faisceaux laser. Elle est d'une grande sélectivité chimique car les transitions d'excitation et d'ionisation sont spécifiques à chaque élément et ne peuvent donc pas ioniser un autre isobare. Plusieurs sources d'ions laser ont été développées dans la plupart des laboratoires dans le monde. Dans le chapitre II nous discuterons l'utilisation de l'ionisation résonante pour la production de faisceaux purs. Nous commencerons par situer la source d'ions laser parmi les sources d'ions existantes. Nous détaillerons ensuite la source d'ions laser mise en place à l'IPN en discutant les résultats obtenus jusqu'à présent.

La deuxième application de RIS que nous exposerons dans le chapitre III concerne des études de spectroscopie pour déterminer les propriétés nucléaires des isotopes exotiques. Le but est de connaître les propriétés statiques des noyaux dans leur état fondamental et/ou isomérique en sondant la structure fine et hyperfine de ces noyaux. Mesurer la structure hyperfine des noyaux exotiques permet d'extraire des quantités physiques importantes telles que le rayon de charge et les moments nucléaires qui peuvent nous renseigner sur la forme et la structure des états fondamental et isomérique des noyaux à basse énergie d'excitation. La technique RIS dans ce cas là ne se limitera pas uniquement à une ionisation résonante par faisceaux laser, mais on rajoute à cela un balayage de l'étape d'excitation pour explorer la structure hyperfine des états fondamentaux et/ou isomériques. Nous exposerons dans le chapitre III de cette thèse une expérience de spectroscopie laser sur les noyaux de tellure basée sur cette technique.

CHAPITRE II

Utilisation de RIS pour la production d'atomes radioactifs : Développement d'une source d'ions laser appliquée aux atomes de cuivre

Les recherches en physique nucléaire s'orientent de plus en plus vers les noyaux exotiques dont les propriétés contraignent fortement les modèles nucléaires, élaborés principalement à partir des propriétés des noyaux stables. Les sections efficaces de production de ces noyaux décroissent considérablement à mesure que l'on s'éloigne de la vallée de stabilité. Pour séparer ces noyaux exotiques des autres éléments, l'utilisation de méthodes sélectives et efficaces est requise car les durées de vie de ces noyaux sont de plus en plus courtes quand on s'éloigne de la vallée de stabilité. Ainsi, les méthodes de séparation doivent être rapides pour éviter les pertes dues à la décroissance. Jusqu'à maintenant, les sources d'ions les plus utilisées sont basées sur l'ionisation de surface ou sur l'ionisation dans une décharge plasma et nous allons montrer que l'utilisation de sources laser permet une avancée significative dans la production de faisceaux purs.

- Sources d'ionisation de surface :

Quand un atome possédant un faible potentiel d'ionisation W_i ($W_i < 6$ eV) frappe une surface chaude d'un matériau possédant une fonction de travail Φ (ou travail de sortie, est l'énergie minimum nécessaire pour arracher un électron depuis le niveau de Fermi d'un métal jusqu'à un point situé à l'infini en-dehors du métal) importante (> 5 eV), il a une grande probabilité de céder son électron de valence au métal et sera ainsi ionisé (figure II-1). Ce processus est appelé ionisation de surface positive.

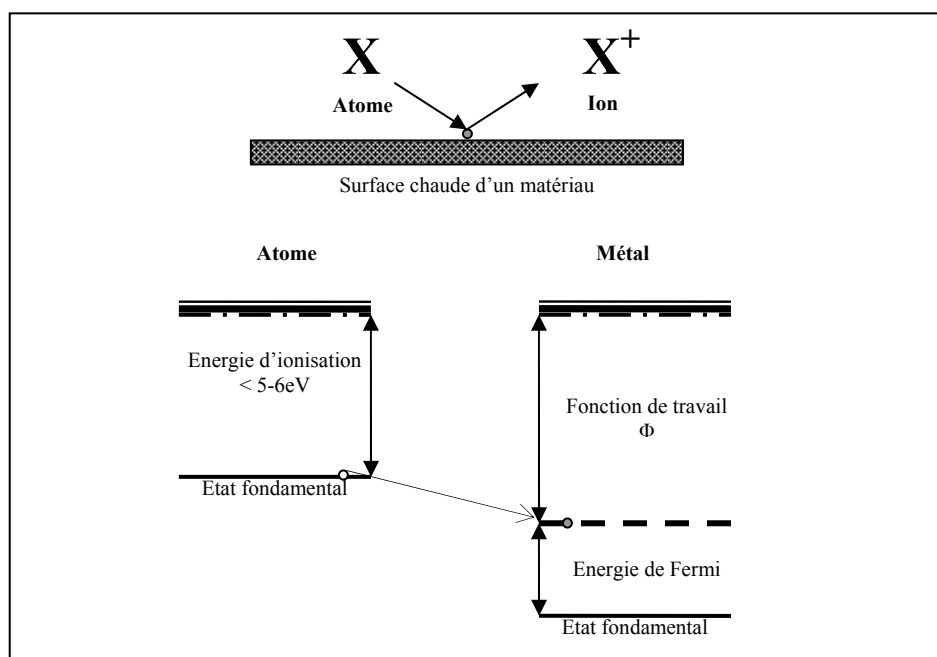


Figure II-1 : Principe de l'ionisation de surface positive.

Un processus analogue d'ionisation de surface négative existe pour des éléments dont l'affinité électronique A_E est grande et qui frappent la surface chaude d'un matériau dont la fonction de travail est faible.

Ainsi, ce type de sources conçues avec des matériaux réfractaires à fort travail de sortie (rhénium, osmium, iridium, platine, tungstène...) est très performant pour les éléments tels les alcalins où l'efficacité peut être proche de 100% dans certains cas. L'autre avantage des sources d'ionisation de surface est la faible dispersion en énergie des ions produits (< 1 eV) ce qui permet d'avoir d'excellentes émittances ($\sim 7\pi$.mm.mrad). L'inconvénient de ces sources est que la surface chaude est sensible à la contamination par des dépôts de matériaux de faible travail de sortie Φ ce qui rend ces sources très peu sélectives.

- Sources d'ions plasma :

Les éléments ayant un potentiel d'ionisation élevé (> 10 eV) ne peuvent pas être ionisés par une source d'ions à ionisation de surface. Pour ces éléments, la source d'ions plasma est bien appropriée. Quand la température du plasma T_p est assez grande ($kT_p \geq W_i$), tous les atomes qui se trouveront dans le plasma peuvent être ionisés par impact électronique (Figure II-2) ou par des collisions d'échange de charges. Le plasma est créé par une décharge d'arc. Les sources telles que FEBIAD (Forced Electron Beam Induced Arc Discharge) [Kir76] et ECRIS (Electron Cyclotron Resonance Ion Source) [Gel96], sont les types de sources d'ions plasma les plus utilisées à ce jour notamment à ISOLDE (CERN) et au GSI. Les sources de type FEBIAD peuvent atteindre 50% d'efficacité [Kir96] pour les éléments au dessus de l'argon et ont un fonctionnement stable même à faibles pressions (10^{-5} mbar). Cependant, pour les éléments légers possédant un potentiel d'ionisation élevé (He, Ne) l'efficacité d'une telle source chute considérablement.

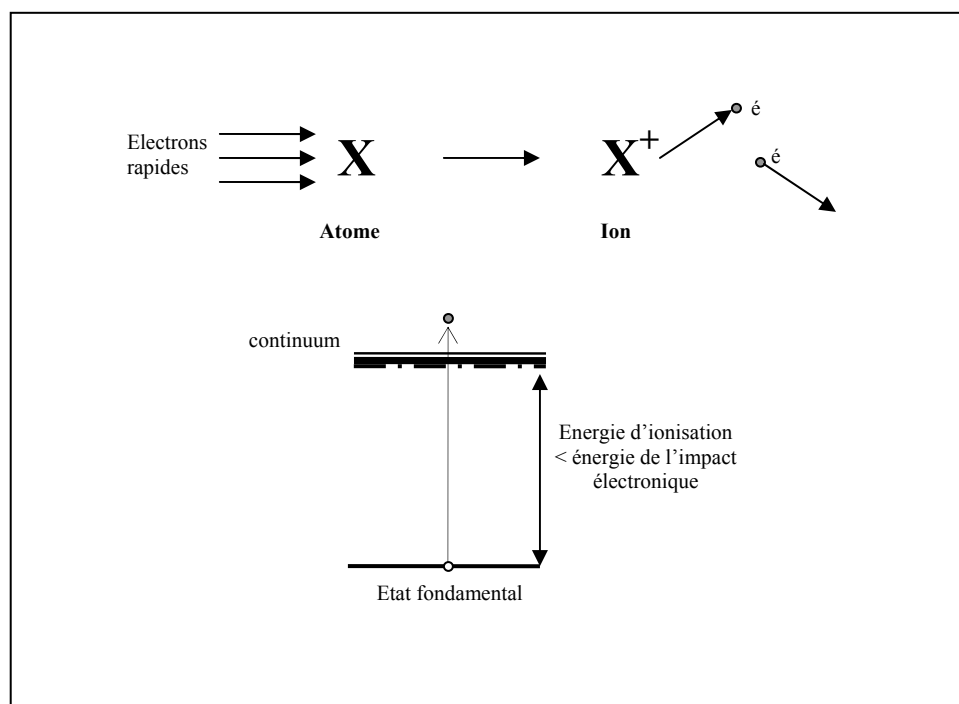


Figure II-2 : Principe de l'ionisation par impact électronique.

Les sources d'ions plasma fonctionnent généralement à très haute température, mais les isolants utilisés, principalement les Al_2O_3 , BeO et BN , limitent la température de fonctionnement à moins de 2000°C qui est vraiment faible et cause des pertes en ce qui concerne les isotopes à courte durée de vie. L'autre inconvénient reste toujours la sélectivité médiocre.

Ainsi, le problème qui se pose est de trouver un type de source capable d'ioniser sélectivement et efficacement des éléments dont le point de fusion est relativement élevé avec un potentiel d'ionisation se situant entre 6 et 10 eV. Les sources d'ions basées sur la photoionisation résonante par laser permettent d'atteindre une très grande sélectivité avec des efficacités pouvant atteindre 30%. C'est ce qu'on appelle la source d'ions laser que nous allons détailler dans ce qui suit.

1. Intérêt de la source laser

Dans le paragraphe précédent nous avons introduit quelques types de sources d'ions utilisées pour la production de faisceaux de noyaux exotiques. Ces sources combinées à un séparateur isotopique, produisent des faisceaux bien séparés en masse mais, la plupart du temps, ils sont contaminés par des isobares qui rendent impossible l'étude des propriétés nucléaires des isotopes radioactifs les moins produits. De plus, les études en physique nucléaire requièrent des faisceaux d'ions exotiques dont les durées de vie moyennes sont de plus en plus courtes (inférieures à la milliseconde) et la section efficace de production de ces derniers est très faible.

La méthode RIS appliquée aux sources a permis l'obtention de faisceaux très purs avec une grande efficacité. En effet, les énergies des niveaux atomiques sont très différentes d'un élément à un autre, ce qui rend chaque combinaison laser choisie (excitation-ionisation en 2 ou 3 étapes) spécifique à un seul élément. De cette manière nous produisons des faisceaux d'une grande sélectivité.

La deuxième condition qu'une source laser doit satisfaire est une bonne efficacité. Pour cela, des faisceaux laser très intenses doivent être utilisés. Jusqu'à présent, seuls les lasers pulsés à une cadence élevée assurent les conditions d'énergies requises pour avoir un maximum d'efficacité. Mise à part l'intensité du faisceau laser, ces derniers doivent avoir un bon recouvrement temporel et spatial avec le faisceau atomique. De plus, les atomes doivent se trouver dans un espace confiné pendant la durée d'interaction avec les lasers.

Actuellement l'utilisation (ou le développement) des sources laser à différentes cadences s'est élargie auprès de la plupart des installations produisant des faisceaux d'isotopes radioactifs dans le monde. A haute cadence, l'efficacité augmente considérablement : on passe de l'ordre du % pour 400 Hz de taux de répétition à environ 30% pour une cadence de 10 kHz. A l'IPN d'Orsay, des études ont été entreprises pour mettre en œuvre une source d'ions laser. Il s'agissait en premier lieu de développer des schémas d'ionisation et de les tester hors ligne auprès du Séparateur d'Isotope Hors Ligne S.I.H.L à faible cadence (30Hz). Ces tests hors ligne serviront de base pour monter une source d'ions laser à haute cadence (20 kHz) auprès de l'installation ALTO [Ibr02, Ess03] pour produire et étudier des faisceaux d'isotopes riches en neutrons produits par la photofission d'une cible d'uranium. Une telle source sera aussi utilisée auprès d'installations de seconde génération comme SPIRAL-2 et EURISOL.

Nous présenterons dans ce qui suit les caractéristiques d'une source d'ions laser et ses constituants. Nous présenterons les tests effectués avec cette source ainsi que les perspectives envisagées.

2. Efficacité d'une source laser

Des études expérimentales [Mis93] ont montré que la géométrie de source la plus adaptée pour assurer le confinement et ainsi un recouvrement maximal des faisceaux laser avec le faisceau d'atomes est un tube fin dont la longueur est $L = 10d$ avec d le diamètre du tube qui doit être $d \leq 3mm$ (figure II-3).

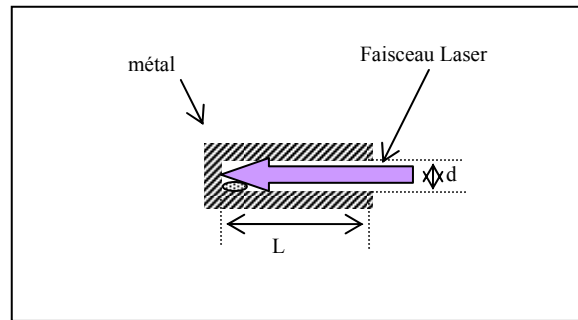


Figure II-3 : Ionisation par faisceau laser dans un tube.

L'efficacité d'ionisation dans ce cas est donnée par l'expression suivante [Fed00] :

$$\eta_{totale} = \frac{f\eta_{photo-ion}}{f\eta_{photo-ion} + 2/3\left(\frac{d}{L^2}\right)\bar{v}} \quad (II-1)$$

où f est la fréquence de répétition du laser

$\bar{v} = \left(\frac{8kT}{\pi m}\right)^{1/2}$ est la vitesse thermique moyenne des atomes portés à la température T , k la constante de Boltzmann et m la masse de l'atome.

$\eta_{photo-ion}$ est la probabilité de photoionisation par impulsion. Elle est exprimée à partir de l'équation II-1 comme suit :

$$\eta_{photo-ion} = \frac{2}{3} \frac{d}{L^2} \frac{\bar{v}}{f} \left(\frac{\eta_{totale}}{1 - \eta_{totale}} \right) \quad (II-2)$$

L'efficacité d'ionisation du cuivre vers un état autoionisant a été estimée à $> 7\%$ dans un tube de 30 mm de longueur et 3mm de diamètre porté à une température de 2000°C , avec un laser de 11 kHz de taux de répétition [Kös99]. A partir de l'équation (II-2), $\eta_{photo-ion}$ est de 1,3%.

Dans le cas de l'ionisation vers le continuum nous avons utilisé les données de [Mis93] pour une ionisation de l'étain avec une efficacité de 0,2% dans un tube de 30 mm de longueur et 2

mm de diamètre porté à une température de 2000°C, avec un laser de 10 kHz de cadence. Dans ce cas $\eta_{photo-ion}$ est de l'ordre de 7.10^{-5} .

L'expression (II-1) représente l'efficacité de photoionisation totale dans le tube sans tenir compte de l'ionisation de surface.

Les problèmes qui peuvent avoir lieu avec une telle géométrie sont dus à la nature du matériau du tube et à sa température. Ces deux paramètres sont responsables de l'absorption des atomes dans le tube, causant des pertes qui peuvent affecter les isotopes de courte durée de vie. De plus, les éléments à faible potentiel d'ionisation peuvent être facilement ionisés par ionisation de surface, ce qui affecte la sélectivité et l'efficacité de la source laser. De ce fait, il faut trouver un bon compromis entre ces différents paramètres ; en réduisant la température du tube, le matériau à faible fonction de travail va réduire la contamination par ionisation de surface. Cependant, les températures basses augmenteront le temps de sortie des ions (problèmes de diffusion) et ainsi la production de faisceaux d'isotopes radioactifs à courte durée de vie sera compromise.

Pour un bon fonctionnement de la source, la température du tube doit être de l'ordre de 1800°C, pour permettre une bonne diffusion dans le tube sans pour autant favoriser l'ionisation de surface. De ce fait, et pour un fonctionnement de longue durée de la source, seuls les éléments réfractaires peuvent être utilisés comme matériau du tube d'ionisation, comme par exemple Ta, W, Nb, Re ou bien des composés chimiques tels les carbures ou les oxydes.

Pour choisir le matériau adéquat, il faut connaître comment ce dernier agit en fonction de la température. Le courant électronique J émis par unité de surface par un matériau, dépend de la fonction de travail Φ de ce dernier. L'équation de Richardson-Dushman exprime la densité de courant maximum qu'on peut faire jaillir d'une surface :

$$J = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right)$$

Où A^* est la constante effective de Richardson, k la constante de Boltzmann et T la température du tube en degré Kelvin.

Les matériaux qui ont la propriété d'absorber les électrons des éléments avec qui ils entrent en contact sont ceux qui ont une fonction de travail élevée. Ces mêmes matériaux auront une affinité électronique très faible.

Dans le tableau II-1 nous donnons les valeurs de Φ et A^* , ainsi que les points de fusion et d'ébullition pour quelques éléments et composés. Nous avons tracé la variation du courant J avec la température pour ces mêmes éléments dans la figure II-4.

De la figure II-4, nous constatons que l'émission d'électrons est plus grande pour les éléments qui ont une faible valeur de la fonction de travail (tableau II-1). Cette valeur élevée de la densité électronique implique que le potentiel plasma créé dans le tube [Kir81, Huy83] est lui-même important et ainsi l'efficacité d'extraction des photoions augmente [Mis93]. En effet, les électrons émis par le matériau dont est constitué le tube d'ionisation vont être une barrière entre les ions produits et le tube. Ceci va empêcher la neutralisation de ces ions par les parois du tube et leur éjection sera ainsi facilitée.

Matériau	Φ (eV)	A^* ($\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$)	T_f (°C)	T_e (°C)
Zr	4,12	330	1855	4409
Ta	4,25	120	3017	5458
W	4,54	60	3422	5555
Re	4,96	120	3186	5596
Nb	4,19	120	2477	4744
TaC	3,14	0.3	3780	
CeO ₂	2,3	1	1950	
LaB ₆	2,7	29	2530	

Tableau II-1 : Fonction de travail Φ et constante effective de Richardson A^* de quelques éléments et composés [Shu69, Ell65, Smi92].

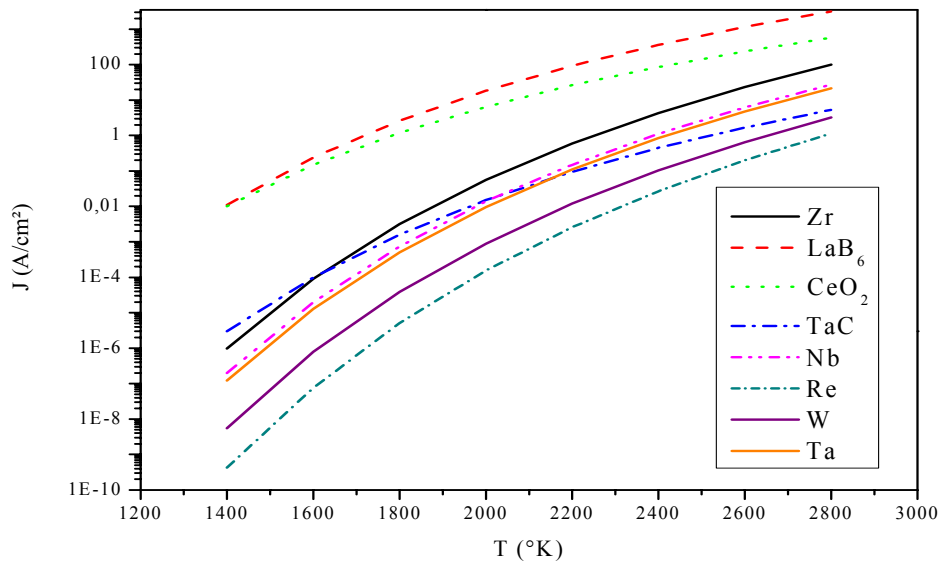


Figure II-4 : Variation du courant électronique J avec la température T pour les éléments dont les fonctions de travail Φ sont reportées dans le tableau II-1.

D'après la figure II-4, nous constatons aussi que les matériaux qui présentent les propriétés requises pour constituer un bon tube d'ionisation (Φ faible) sont le LaB₆ et CeO₂ mais généralement ils ne sont pas utilisés car CeO₂ possède un point de fusion faible (1950°C) et le LaB₆ a une forte contamination chimique avec les matériaux de la source et limitera ainsi sa durée d'exploitation. D'autres critères techniques entrent en jeu concernant le choix du matériau, ils concernent la méthode d'usinage et le coût. Pour trouver un compromis entre ces différents matériaux, on utilise généralement les matériaux réfractaires comme le Ta, Nb et TaC. Les travaux de [Mis93] sur ces trois matériaux ont montré que le TaC a la meilleure sélectivité chimique, tandis que le Nb présente la plus faible ionisation de surface.

En résumé il est difficile de se prononcer avec certitude sur un matériau qui assure simultanément une bonne efficacité d'ionisation laser, une très faible efficacité d'ionisation de surface et un fonctionnement de source de longue durée car cela dépend de plusieurs paramètres à la fois : la géométrie et les dimensions du tubes, la source, la température, l'élément à ioniser, ...etc. Pour toutes ces raisons des tests ont lieu continuellement en optimisant tous ces paramètres.

Comme nous l'avons déjà mentionné, une des perspectives du projet ALTO [Ibr02, Ess03], est la mise au point d'une source d'ions laser. A cet effet, des tests hors ligne ont été entrepris à l'IPN d'Orsay sur ce type de source depuis 2002. Le but est de montrer la faisabilité d'une source laser à l'IPN et de développer des schémas d'ionisation.

Un prototype a été mis au point en 2004 [Hos04] pour produire un faisceau d'étain stable. L'étain a été ionisé en utilisant un schéma en deux étapes ; une excitation résonante de longueur d'onde 286,3 nm allant de l'état fondamental $5p^2$ (3P_0) vers un état $5p6s$ (3P_1) suivie d'une étape ionisante vers le continuum de longueur d'onde 410 nm. Avec un laser de pompage Nd-YAG à 355 nm de 30Hz de taux de répétition et une largeur d'impulsion de 8ns, l'efficacité d'ionisation obtenue était de 10^{-6} en accord avec celle prédite théoriquement par l'équation II-1. Le matériau du tube d'ionisation utilisé était le Ta. Des mesures d'émittance ont été effectuées à l'aide d'un émittance-mètre développé par le CSNSM. Cet émittance-mètre a été conçu pour mesurer des émittance de faisceaux dont l'énergie varie de quelques keV à 80 keV. Il est doté d'un multiplicateur d'électrons pour permettre l'analyse des faisceaux de faible intensité ($\leq 10^6$ ions/s). L'obtention du diagramme d'émittance consiste à balayer le faisceau d'ions devant deux fentes fines [Hen01]. Le balayage devant la première fente permet d'explorer la dimension spatiale du faisceau. Il est effectué par un jeu de deux secteurs électrostatiques successifs qui, lorsqu'ils sont portés à une différence de potentiel opposée, résultent en une translation du faisceau parallèlement à lui-même dans une direction transversale du mouvement. On sélectionne ainsi, pour chaque configuration de potentiel, une tranche du faisceau dont l'épaisseur est égale à l'ouverture de la première fente. Un troisième secteur électrostatique situé entre la première et la deuxième fente permet ensuite d'explorer la divergence correspondant à la tranche sélectionnée. On enregistre alors l'intensité du faisceau transmis à travers deux fentes en fonction de la combinaison des potentiels appliqués sur les trois secteurs. Le potentiel est fourni par 3 alimentations positives et trois négatives, pouvant générer jusqu'à 1250 Volts. Le contrôle de cet appareil est effectué par l'intermédiaire d'une interface LabVIEW qui commande les alimentations générant le potentiel sur les électrodes et enregistre les intensités de faisceau correspondantes. Pour effectuer les mesures d'émittance sur les deux plans vertical et horizontal, l'appareil a été monté sur deux brides tournantes posées sur deux supports.

L'émittance de la source laser était dans le plan horizontal de 6π .mm.mrad. Cette très bonne valeur est comparable à l'émittance d'une source à ionisation de surface.

Après ces tests avec le faisceau d'étain, il était envisagé de continuer ces travaux avec un tube en TaC ou en Nb pour quantifier la contribution de l'ionisation de surface et étudier l'influence de l'émission électronique du tube d'ionisation sur la neutralisation du faisceau d'ions produits par les faisceaux laser. Dans ce cadre, nous avons continué ces travaux par des essais hors ligne sur un faisceau de cuivre stable. Le choix du cuivre n'est pas dû au hasard car ce sera le premier faisceau en ligne sur ALTO dans le cadre d'une expérience de spectroscopie γ sur l'isotone exotique $N=50$ du noyau $^{80}_{30}\text{Zn}_{50}$. Les tests hors ligne sur le cuivre ont débuté en 2005 avec comme objectif de valider un schéma d'ionisation efficace pour ensuite préparer la mesure d'efficacité. Dans le paragraphe suivant nous allons discuter les schémas testés pour ioniser le cuivre.

3. Choix du schéma d'ionisation du cuivre

Des schémas d'ionisation pour le cuivre ont déjà été testés à ISOLDE-CERN auprès de RILIS. Un schéma en deux étapes UV : 327,4 nm pour l'excitation et une ionisation vers un

état autoionisant de 287,9 nm. L'efficacité obtenue avec ce schéma est de 7% [Kös02]. Le deuxième schéma testé à ISOLDE est un schéma en trois étapes : deux transitions d'excitation résonantes de 327,4 nm + 793,3 nm et une transition ionisante vers le continuum de 510,6 nm. L'efficacité obtenue est de 6.6%.

En ce qui concerne les tests que nous voulons effectuer, nous avons d'abord éliminé tous les schémas en trois étapes car nous ne possédons actuellement que 2 lasers à colorants (voir description de l'installation laser dans le paragraphe suivant). Ainsi, nous avons cherché un schéma en deux étapes facilement réalisable avec le matériel disponible (lasers et optique associée) pour minimiser le coût.

Nous avons choisis de tester 3 schémas d'ionisation du cuivre : le premier est un schéma vers le continuum (figure II-5(a)), et les deux suivants sont des schémas vers des états autoionisants [Sal91]. Ce sont les schémas (b) et (c) sur la figure II-5. Nous avons choisi ces deux schémas car les longueurs d'onde vers les deux états autoionisants et vers le continuum ne sont pas très éloignées l'une de l'autre et sont accessibles sans changer les colorants des lasers.

Avant de valider ce choix définitivement nous avons testé leur faisabilité avec les lasers dont nous disposons à l'IPN en calculant le bilan énergétique de toutes les transitions comme nous l'avons explicité dans le paragraphe I-1-b-i. Dans le tableau II-2 sont résumées toutes les transitions impliquées dans les trois schémas d'ionisation avec l'énergie du faisceau laser requise pour les saturer.

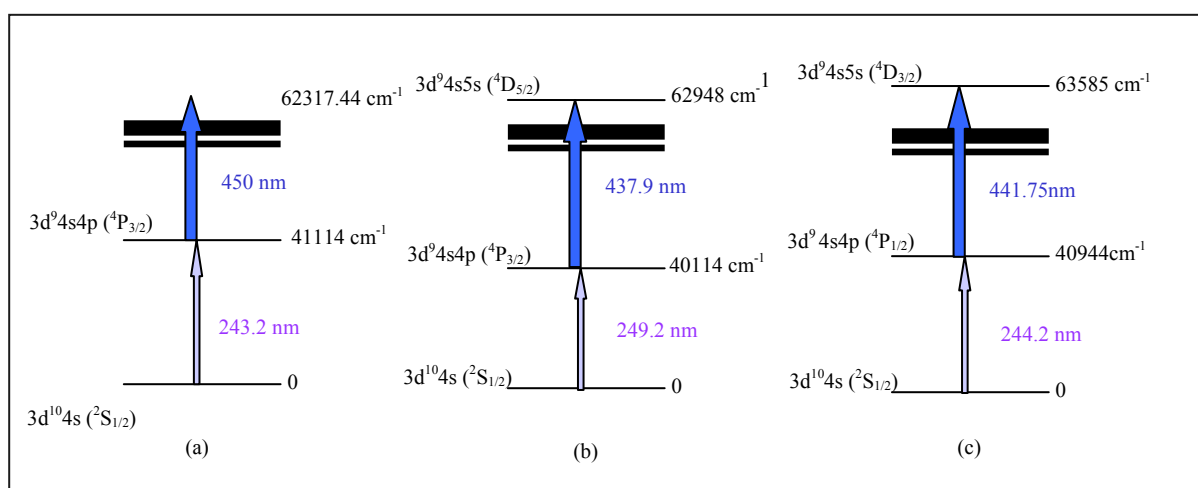


Figure II-5 : Les schémas d'ionisation testés pour ioniser le Cuivre.

Transition (nm)	Energie du faisceau laser
243,2	< 0,1 µJ/impulsion
244,2	< 0,1 µJ/impulsion
249,2	0,14 µJ/impulsion
437,9	0,027 mJ/impulsion
441,75	0,017 mJ/impulsion
450	2,7 mJ/impulsion

Tableau II-2 : Energie des faisceaux laser requise pour saturer les transitions des schémas d'ionisation de la figure II-5.

Nous allons décrire dans ce qui suit le site expérimental qui nous a permis de réaliser ces tests, les résultats préliminaires que nous avons obtenus pour le cuivre et une comparaison avec les autres sources d'ions laser. Nous évoquerons à la fin du chapitre le futur de la source d'ions laser à l'IPN.

4. Dispositif expérimental

Nous allons décrire dans cette partie les outils expérimentaux que nous avons utilisés pour effectuer les tests de source laser. Une description du séparateur sera suivie de celle de la source laser et de ses composants ainsi que l'installation laser dont nous disposons actuellement à l'IPN.

4-1 Le séparateur d'isotopes hors-ligne de l'IPN (SIHL)

Nous disposons à l'IPN d'un Séparateur d'Isotopes Hors Ligne S.I.H.L (figure II-6) qui est utilisé comme banc de test des sources d'ions. Il est constitué d'un aimant de séparation dont le rayon de courbure est de 80 cm, un angle de déflexion de 75° et une résolution en masse $\frac{\Delta M}{M} = \frac{1}{2000}$. Le séparateur est aussi constitué d'éléments d'optique ionique ; un triplet de quadrupoles dans le bras d'entrée pour transporter les ions produits jusqu'à l'aimant et un doublet de quadrupoles dans le bras de sortie pour focaliser le faisceau d'ions sur le détecteur.

La détection des ions a lieu à l'aide de galettes de microcanaux si le faisceau d'ions est de faible intensité et à l'aide d'une cage de Faraday si le faisceau est intense. Ces deux systèmes sont montés de façon escamotable pour permettre le basculement entre les deux types de détection avec facilité. La cage de Faraday est utilisée pour détecter les faisceaux intenses pendant les réglages du séparateur. En revanche, pour le faisceau de cuivre stable on utilisera les galettes de microcanaux. Elles sont constituées de plusieurs canaux en CsI qui jouent le rôle de multiplicateurs d'électrons. Lorsque les ions Cu^+ frappent la surface des galettes, des électrons sont générés, multipliés et accélérés sous une différence de potentiel de 1kV appliquée entre les deux galettes. On enregistre un signal constitué d'un pic, dont la surface est proportionnelle au nombre d'ions détectés. L'étalonnage des galettes de microcanaux avec une lampe à vapeur de mercure (qui par l'émission de raies dans l'ultraviolet produit de nombreux ions par résonance) a montré qu'un ion forme un signal sur un oscilloscope de 130 mVns de surface, ceci pour une tension de 1 kV appliquée sur les galettes. Ainsi, pour déterminer le nombre d'ions détectés, il suffit de diviser la surface du signal par la surface occupée par 1 ion. Le nombre d'ions détectés est donné par l'expression :

$$N_{\text{det}} = \frac{n_c \cdot n_t \cdot r}{n_p} \quad (\text{II-3})$$

où n_c est le nombre de coups dans le pic de la masse mesurée

n_t est le nombre de tirs laser par seconde

$r = \frac{\text{surface de l'écran de l'oscilloscope (mVns)}}{\text{surface d'un ion (mVns)}}$

n_p est le nombre de points sur l'écran de l'oscilloscope, il est égal à $n_p = 327680$

La limite inférieure de détection d'une cage de Faraday est de l'ordre de la dizaine de pA. Concernant les galettes de microcanaux que nous avons utilisées, elles ont un gain de 10^4 par galette soit un gain total de 10^8 . Une intensité de faisceaux d'ions de l'ordre de 10pA sature ces galettes.

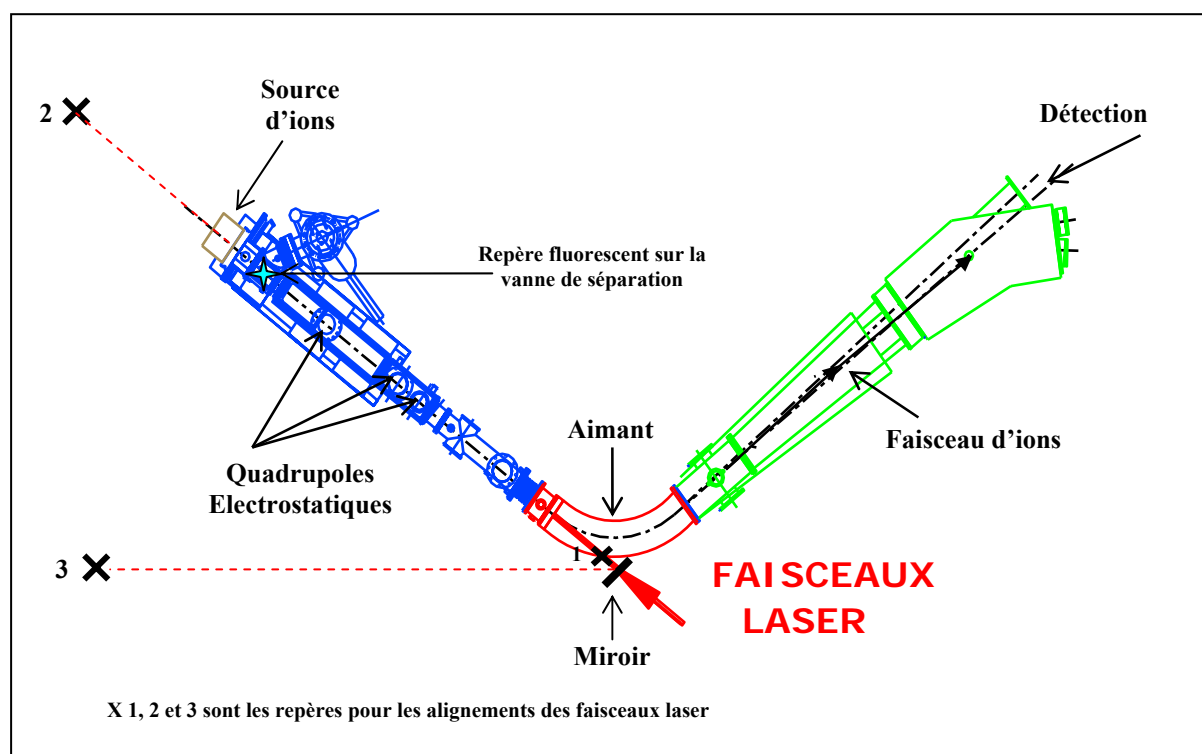


Figure II-6 : Le Séparateur d'Isotope Hors Ligne (S.I.H.L.) à l'IPN.

Les faisceaux lasers d'ionisation sont introduits dans le séparateur par une ouverture dans l'aimant de séparation à travers un hublot en silice d'un diamètre de 38 mm. Son coefficient de transmission est $\sim 96\%$.

4-2- La source laser

La source laser que nous utilisons à l'IPN repose sur le principe de l'ionisation de surface. Elle est constituée de deux fours (figure II-7 et II-8). Le premier est utilisé pour évaporer l'élément à ioniser. Le deuxième permet de produire un faisceau d'ions intense par ionisation de surface. Ce faisceau est utilisé pour les réglages du séparateur. Un tube de transfert et un tube d'ionisation sont reliés aux deux fours pour transporter les faisceaux d'atomes et les ioniser. Nous allons décrire ces éléments en détail :

- Four cuivre :

Il est composé d'un tube cylindrique en Ta de longueur de 200 mm et de 20 mm de diamètre. En son milieu est placé un container en graphite (figure II-9) qui contient l'élément à ioniser. Ce container a une longueur de 50 mm, il est fixé au milieu du tube en Ta à l'aide de deux tiges en graphite fixées aux extrémités par 2 bagues en graphite également pour s'assurer du centrage de l'ensemble (figure II-9). Le tube en

Ta est ensuite fermé par un couvercle en Ta pour avoir une étanchéité maximum et éviter les fuites d'atomes. Ce four est chauffé par conduction thermique lors du passage de courant donné par une alimentation électrique. Les atomes de cuivre évaporés vont effuser à travers le tube de transfert soudé perpendiculairement au four de cuivre en son milieu. Ce tube achemine les atomes vers le tube d'ionisation (Figure II-8).

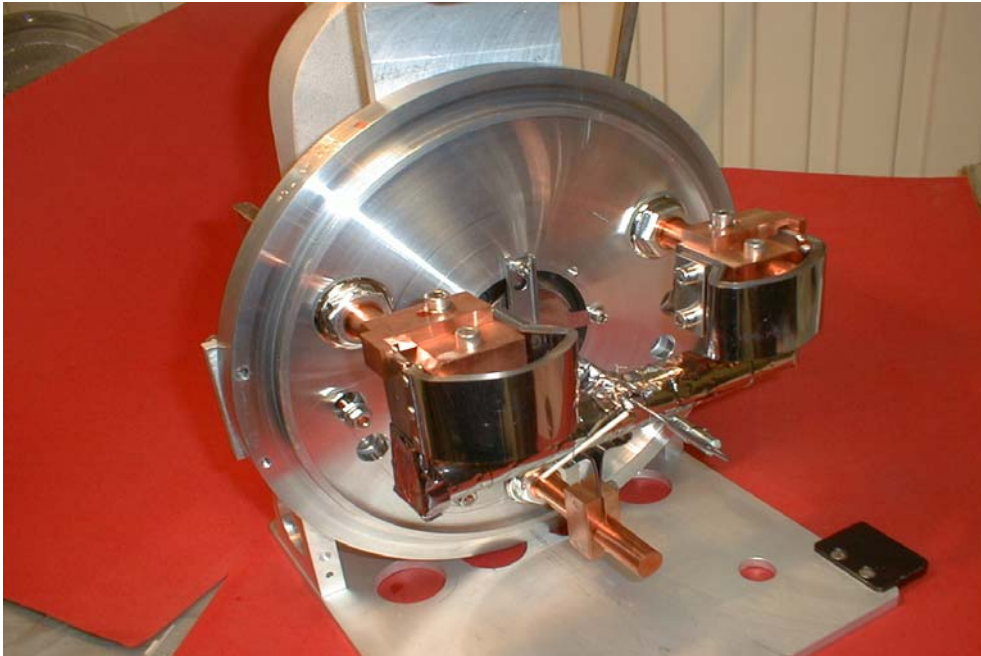


Figure II-7 : La source laser et ses composants.

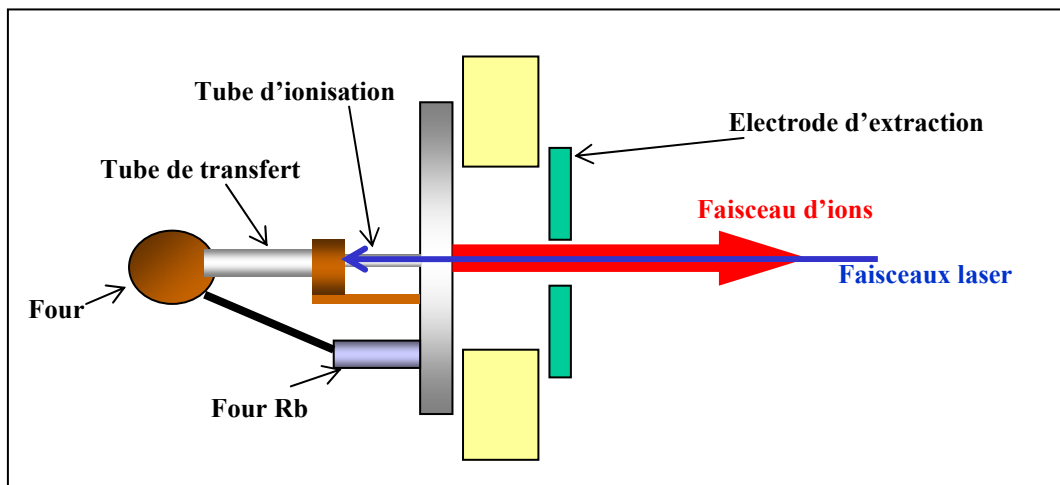


Figure II-8 : Schéma du corps de la source laser.

- Tube d'ionisation :

Il est enfoncé dans le tube de transfert et centré sur la bride à l'aide d'une barre métallique. La longueur du tube est de 30 mm. Le diamètre extérieur est de 5 mm et le diamètre intérieur est de 3 mm. Nous avons choisi de travailler avec le Nb en premier

lieu et nous envisageons de continuer les tests en changeant le matériau du tube. Ce tube est chauffé par un passage de courant fourni par une alimentation électrique.

- Four Rb :

C'est un creuset en nitrure de bore monté sur un support en dural (figure II-8) fixé sur la bride. Ce four a été ajouté pour produire un faisceau intense de Rb stable par ionisation de surface (le Rb possède un potentiel d'ionisation faible $W_i = 4,2$ eV). Ce faisceau est utilisé pour les réglages du séparateur qui ne peuvent pas se faire directement avec le faisceau de cuivre à cause de son intensité faible. Les températures de fusion et d'ébullition du Rb sont $T_f = 38,89^\circ\text{C}$ et $T_{eb} = 688^\circ\text{C}$. Ce four n'est pas chauffé directement car la température de fonctionnement de la source était élevée et cela implique un chauffage indirect du four et une évaporation du Rb par transfert thermique en quantités suffisantes. Un chauffage additionnel pourrait entraîner une évaporation trop importante du Rb qui pourrait conduire à la contamination de la source et du séparateur. Le transfert des atomes de Rb au tube d'ionisation se fait à l'aide d'un tube fin en Ta qui relie le four Rb au four cuivre (voir figure II-8).



Figure II-9 : Container en graphite du four Cuivre avec une des tiges de fixation.

- La source laser fonctionne à des températures comprises entre 1200°C et 2200°C . Un refroidissement est nécessaire pour ne pas détériorer les joints et les isolants de la bride. Pour cela, la bride a été usinée pour permettre une circulation d'eau notamment au niveau des passages de courants.
- Pour contrôler le bon fonctionnement de la source d'ions, nous avons besoin de connaître à chaque instant la température et la puissance de chauffage. A cet effet, 2 thermocouples ont été placés dans la source ; le premier au niveau du four cuivre et le deuxième au niveau du tube d'ionisation. Nous avons utilisé des thermocouples en Platine rhodié 10% (Platine plus un alliage de platine + 10% de Rhodium). Sa sensibilité est de l'ordre de $10 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$.

4-3 Le système laser

L'installation laser utilisée pour les tests hors ligne est constituée d'un laser de pompage Nd-YAG et de deux lasers à colorants (Figure II-10). Le laser YAG est un laser Spectra-Physic de type Quanta-Ray. Il est pompé par des lampes flash à argon. Sa fréquence de

répétition est de 30 Hz. A l'intérieur du laser, le faisceau infrarouge à 1064 nm est doublé en fréquence à 532 nm et triplé à 355 nm par des cristaux non linéaires de type KDP (Phosphate Diacide de Potassium). Le faisceau à 532 nm est délivré avec une énergie maximum de 290 mJ/impulsion, la largeur d'impulsion étant de 16ns. Le faisceau UV à 355 nm possède une énergie maximum de 150 mJ/impulsion avec une largeur d'impulsion de 8 ns.

Lors des tests avec le faisceau d'étain stable, le laser Nd-YAG délivrait un faisceau laser de pompage pour deux lasers à réseau de Littrow (figure II-11). Ce laser est constitué d'une cellule à colorant et un réseau permettant de balayer une large gamme de longueurs d'onde allant de l'ultraviolet à l'infrarouge en changeant les colorants et les éléments d'optique (figure II-10).

Pour les tests avec le faisceau de cuivre stable, nous avons fait l'acquisition d'un laser à colorant commercial de type Lambda-physik modèle FL3002 qui a remplacé un des lasers à réseau de Littrow utilisé pour l'étain (Figure II-11). Le laser comporte deux cellules à colorant, la première est utilisée pour l'oscillateur qui est le préamplificateur. La deuxième cellule est quant à elle purement amplificatrice.

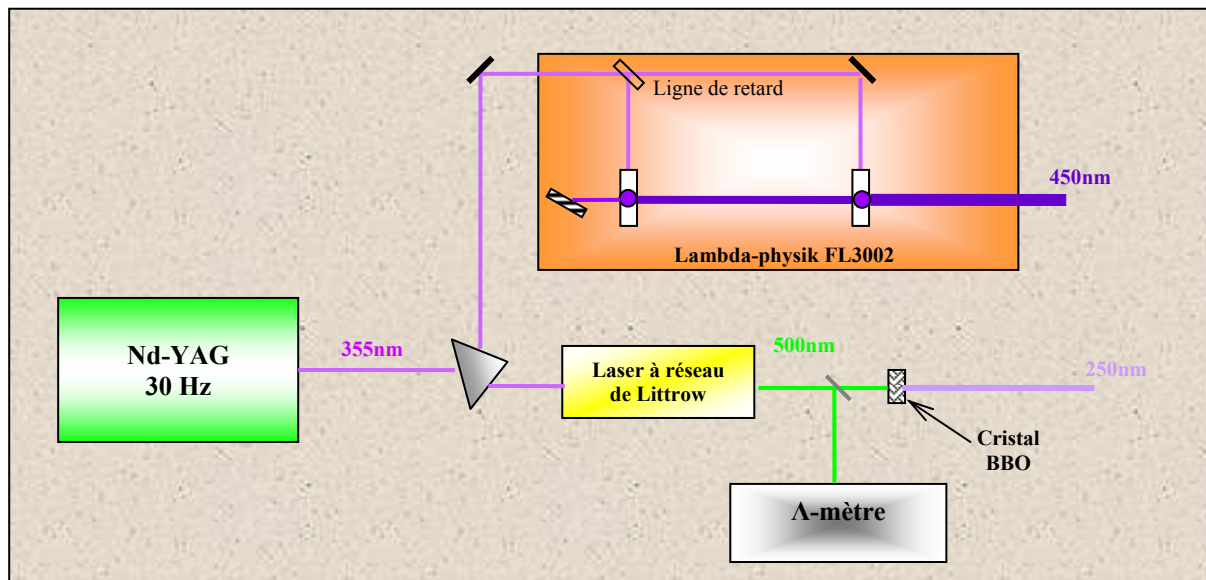


Figure II-10 : L'installation laser à l'IPN telle qu'elle était lors des tests avec le faisceau de cuivre stable.

La mesure des longueurs d'onde du laser à réseau de Littrow s'effectue à l'aide d'un Lambda-mètre d'une résolution de 90 MHz dans lequel est introduite la lumière laser par l'intermédiaire d'une fibre optique. Celle du Lambda-physik est affichée sur le laser lui-même.

L'ensemble de ces deux lasers à colorant avec le laser de pompage Nd-YAG tels qu'ils étaient installés pour les tests avec le faisceau de cuivre stable est représenté sur la figure II-10.

D'après la figure II-5, l'étape d'excitation se situe aux alentours de 250 nm tandis que l'étape d'ionisation est aux alentours de 450 nm.

L'étape d'excitation est obtenue par le laser à réseau de Littrow (Figure II-11). Le faisceau laser à 355 nm du Nd-YAG est envoyé sur la cellule à colorant remplie de coumarine 503 dissoute dans du méthanol à une concentration de 0,7 g/l. Ce laser délivre un faisceau dont la longueur d'onde peut varier de 484 nm à 546 nm. Ce faisceau est doublé en fréquence par un

cristal BBO (cristal de borate de baryum BaB_2O_4) pour obtenir un faisceau variant de 242 nm à 273 nm. Les trois longueurs d'ondes de la figure II-5 qui permettent de réaliser l'étape d'excitation sont largement accessibles avec ce laser.

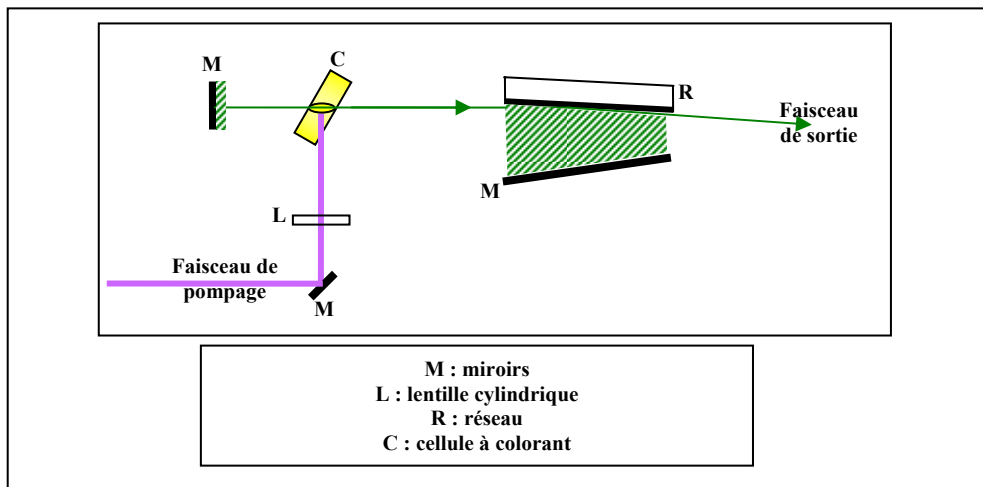


Figure II-11 : Schéma du laser à réseau de Littrow utilisé à l'IPN.

En ce qui concerne l'ionisation, le faisceau de pompage à 355 nm est envoyé sur la cellule à colorant de l'oscillateur du Lambda-physik ; on utilise la coumarine 450 dissoute dans du méthanol à une concentration de 0.3 g/l. Un faisceau de longueur d'onde variant de 435 nm à 467 nm est délivré et passe par la cellule amplificatrice.

Pour atteindre les 3 longueurs d'onde d'ionisation de la figure II-5, il suffit d'ajuster manuellement la fréquence des deux lasers.

En fonctionnement stable, le laser de pompage à 355 nm délivre une énergie de 120 mJ. Il est divisé en deux par un prisme pour pomper les deux lasers à colorants. L'énergie du faisceau de pompage mesurée qui arrive sur le laser à réseau de Littrow est de 5 mJ tandis que celle arrivant sur le laser Lambda-physik FL3002 est de 75 mJ, le reste de l'énergie est perdu dans les réflexions sur le prisme. A la sortie du Lambda-physik, nous avons mesuré une énergie de faisceau de 7 mJ. En revanche, l'énergie du faisceau d'excitation étant trop faible, nous n'avons pas pu la mesurer à cause de la sensibilité du Wattmètre, mais nous l'estimons aux alentours de quelques centaines de μJ /impulsion.

Les deux faisceaux lasers sont ensuite transportés vers le séparateur sur une distance de 15 m, par un ensemble de miroirs fixés sur deux colonnes, la première est située au niveau de la salle laser et la deuxième à l'entrée du séparateur. Les faisceaux laser sont ensuite alignés depuis le bras d'entrée de l'aimant jusqu'au tube d'ionisation. Les alignements sont réalisés à l'aide d'un gabarit reproduisant le corps de source pour centrer les deux lasers sur le tube d'ionisation et s'assurer de leur recouvrement dans la région d'interaction. Pour mener à bien cette opération, des repères ont été placés (figure II-6). Le premier consiste en une feuille fluorescente placée au niveau de la vanne de séparation entre le séparateur et la source. Le deuxième repère (repère 1 sur la figure II-6) est placé au niveau du hublot à l'entrée de l'aimant et un autre repère (repère 2 sur la figure II-6) est placé sur le mur. Pour s'assurer que les faisceaux laser se recouvrent dans le tube d'ionisation, ces derniers doivent être alignés à l'entrée de l'aimant sur le repère 1, à l'entrée du gabarit, c'est-à-dire sur la feuille fluorescente, et à sa sortie, c'est-à-dire sur le repère 2. Ces alignements sont réalisés avant de

commencer les tests, mais il nous arrive de vérifier les alignements des faisceaux laser en cours de test. Pour cela, un autre système de repérage a été mis en place. Il consiste en un miroir qui a été introduit devant le hublot dans la trajectoire des faisceaux laser. Il est monté sur une vis micrométrique pour pouvoir le déplacer facilement une fois les alignements terminés. Le faisceau réfléchi par le miroir est repéré sur le mur (repère 3 sur la figure II-6). La distance entre le miroir et le repère 3 est égale à la distance entre ce dernier et l'entrée du tube d'ionisation.

L'alignement des faisceaux est un problème majeur dans la mise au point d'une source d'ions laser d'autant plus que celle-ci est destinée à un fonctionnement en ligne où les aires expérimentales sont quasi inaccessibles vu le risque d'irradiation élevé. En effet, les productions auprès d'ALTO seront d'environ 10^{11} fissions/sec tandis que pour SPIRAL2 on s'attend à environ 10^{14} fissions/sec. Pour cela, une étude est en cours de réalisation pour mettre en place un système d'asservissement de la position des faisceaux laser à distance, en plaçant les derniers éléments d'optique sur des supports motorisés.

L'autre paramètre entrant en considération dans l'utilisation d'une source laser est la stabilité des réglages du laser lui-même. En effet, les propriétés du faisceau (en terme d'énergie essentiellement) peuvent changer en cours de test si ce dernier dure de très longues heures. Dans certains cas il faut reprendre les réglages du laser.

Après ce descriptif des éléments entrants dans la composition du dispositif expérimental utilisé pour mettre en œuvre une source d'ions laser opérationnelle à l'IPN d'Orsay, nous allons exposer dans ce qui suit comment se sont faites ces mesures ; les tests et les résultats obtenus qui restent préliminaires à ce stade.

5. Principe de la mesure d'efficacité

Nous allons expliciter à présent la méthode de travail ainsi que les outils que nous avons utilisés pour mesurer l'efficacité d'ionisation de notre source laser.

5-1 Procédure et conditions expérimentales

Pour un fonctionnement de longue durée et régulier du séparateur et de la source d'ions laser, nous devons nous assurer que le vide dans le séparateur soit inférieur à 10^{-5} mbar pour éviter les claquages et ainsi la détérioration de la source. La détérioration du vide est principalement causée par l'évaporation du cuivre et du rubidium par chauffage des deux fours. Ainsi, il faut déterminer les gammes de températures de chauffage qui respectent les limites de tolérance du séparateur. Pour cela, nous mesurons les pressions de vapeur du cuivre et du rubidium en fonction de la température.

a- Pression de vapeur :

Les pressions de vapeurs des éléments métalliques sont données par l'équation suivante [Han96] :

$$\log P = A + BT^{-1} + C \log T + \dots \quad (\text{II-4})$$

avec P en atm.

A, B et C sont des constantes qui dépendent de l'élément, et T est la température en degrés K. Les valeurs de ces constantes sont résumées dans le tableau II-3 :

	$A(\text{atm})$	$B (\text{atm.K}^{-1})$	$C (\text{atm.K})$
Cu	9,123	-17748	-0,7317
Rb	4,857	-4215	/

Tableau II-3 : Valeur des constantes A , B et C pour le Cu et Rb.

Sur les figures II-12 et II-13, nous avons tracé la variation des pressions de vapeurs de cuivre et de rubidium calculées à partir de l'équation II-4 et converties en mbar (unité la plus utilisée habituellement) en fonction de la température.

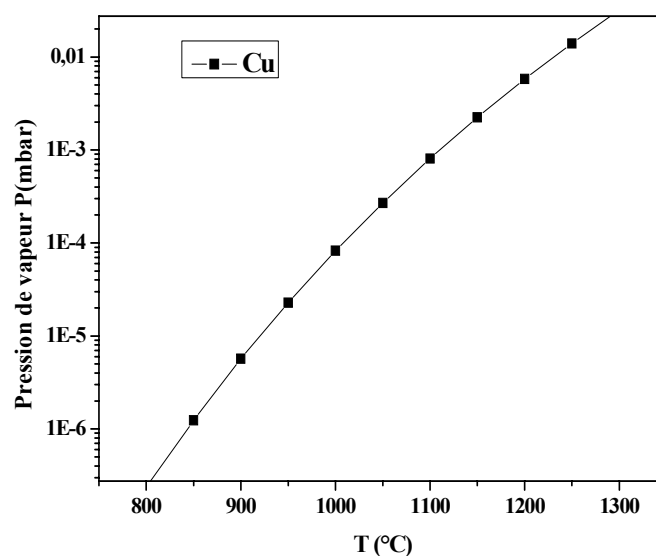


Figure II-12 : Variation de la pression de vapeur de cuivre en fonction de la température.

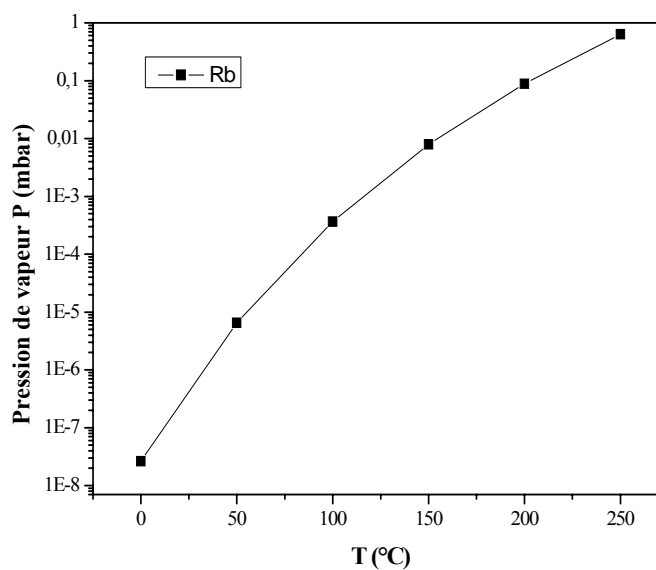


Figure II-13 : Variation de la pression de vapeur de rubidium en fonction de la température.

On doit travailler avec des pressions de vapeur entre 10^{-5} et 10^{-6} mbar. A partir de la figure II-12 et II-13, il est clair que le domaine de température pour le cuivre est $[850^{\circ}\text{C}-950^{\circ}\text{C}]$ et pour le rubidium la température doit être inférieure à 50°C . C'est pour cette raison que nous n'avons pas besoin de passage de courant pour chauffer le four de rubidium, la conduction thermique suffit à l'évaporer.

Après avoir déterminé les gammes de températures de fonctionnement, nous devons déterminer à présent les gammes de puissances de chauffage correspondantes.

b- Etalonnage de la source :

Pour effectuer cet étalonnage, nous avons placé deux thermocouples au niveau du four de cuivre et du tube d'ionisation. Ainsi, la température est connue pour chaque tension et intensité de courant appliquées. La courbe d'étalonnage est présentée sur la figure II-14.

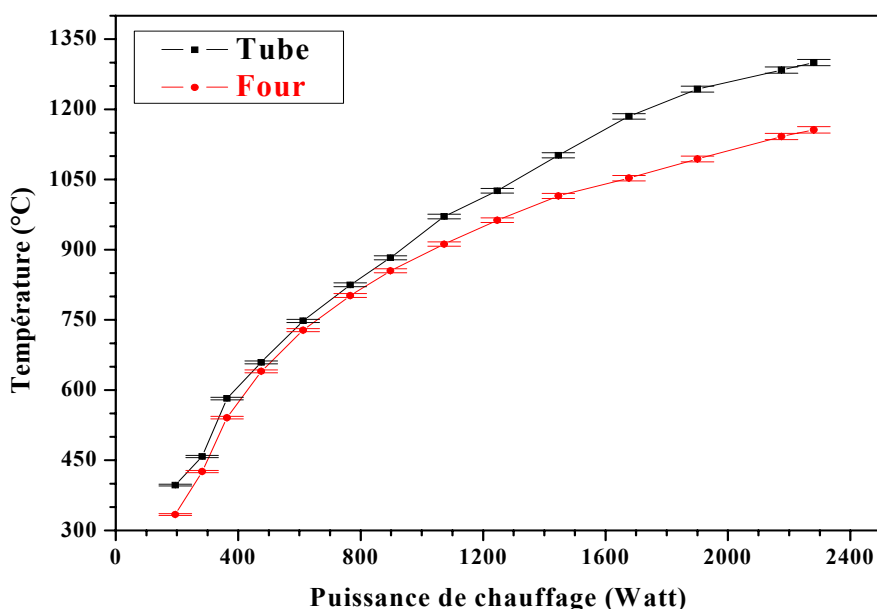


Figure II-14 : Etalonnage du tube d'ionisation et du four utilisé pour le cuivre.

A partir de la figure II-14, nous déduisons que la gamme de puissance de chauffage du four de cuivre est $[770-1070\text{W}]$ pour être dans la gamme de température $[850^{\circ}\text{C}-950^{\circ}\text{C}]$.

Après avoir déterminé toutes les conditions expérimentales pour un bon déroulement des mesures, il ne reste qu'à détecter les ions ionisés par faisceaux laser. Mais il reste une seule donnée nécessaire pour accomplir cette tâche ; connaître le flux d'atomes de cuivre évaporés dans la source. Nous allons montrer dans ce qui suit comment mesurer ce flux.

5-2 Mesure du flux d'atomes de cuivre

Pour mesurer le flux de cuivre (nombre d'atomes par seconde) produit dans la source, nous avons utilisé une microbalance à quartz. Celle-ci est habituellement utilisée dans les

mesures des vitesses et des épaisseurs de dépôts de couches minces. Ce type de mesures par microbalance à quartz permet de déterminer la variation de la masse du dépôt. En effet, cette mesure se base sur le fait que la fréquence d'oscillation d'un cristal piézoélectrique est modifiée par une surcharge en masse ΔM du cristal.

a- Principe :

Chaque face d'une fine rondelle de quartz est connectée électriquement par métallisation et est intégrée à un circuit oscillant formé du cristal et d'un boîtier électronique appelé oscillateur. Celui-ci est placé à l'extérieur de la cloche à vide. La fréquence de résonance du quartz est inversement proportionnelle à son épaisseur. Le système est étalonné en déterminant la variation de fréquence qui correspond à un dépôt d'épaisseur Δe . Les quartz utilisés ont une fréquence de résonance de 5 MHz ou bien de 6 MHz. Ceux-ci permettent de mesurer une variation de fréquence entre 50 et 100 kHz, ce qui correspond à des épaisseurs déposées de 1 à 2 mg/cm². L'épaisseur correspondante varie de 5000 à 50000 Å selon la densité du matériau [Ric84]. Aussi, la température du quartz ne doit pas excéder 100°C pour assurer une stabilité et une fiabilité des mesures.

La figure II-15 illustre le principe général de mesure par micro balance à quartz : un ensemble oscillateur/séparateur qui enregistre les modifications des caractéristiques du quartz dues au dépôt (essentiellement la variation de la fréquence de résonance du quartz) et les transmet à un ensemble d'éléments qui traduit cette modification en grandeurs mesurables telles que la vitesse du dépôt et son épaisseur.

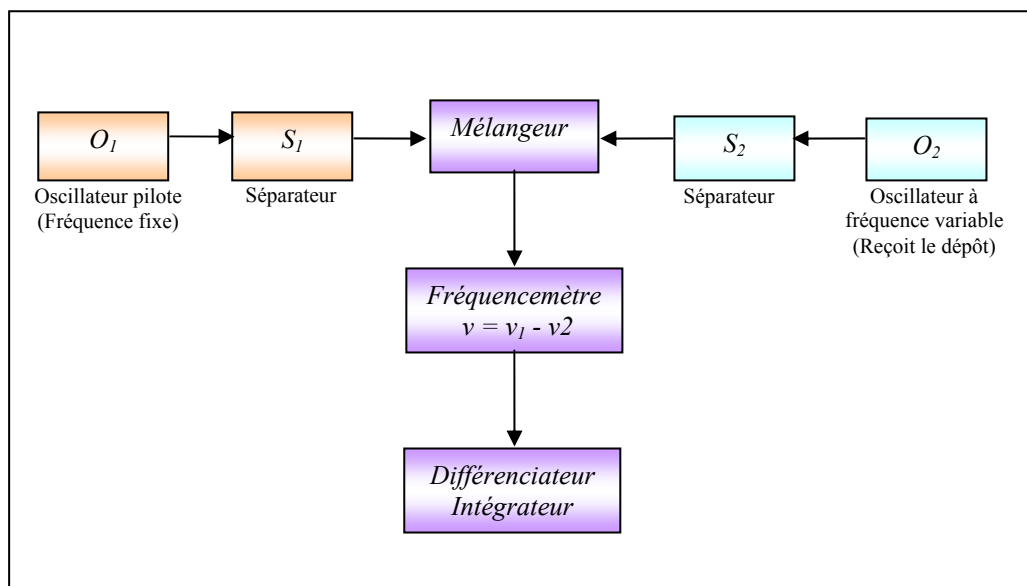


Figure II-15 : Principe de fonctionnement d'une microbalance à quartz.

Cette méthode permet de déterminer le flux des éléments en tenant compte de leur densité et impédance acoustique. Pour le cuivre, $\rho = 8,92 \text{ g/cm}^3$ et $Z = 3,18 \cdot 10^7 \text{ g/s.m}^2$.

A partir de la mesure de la vitesse de dépôt nous estimons le flux d'atomes détectés par le quartz qui est donné par :

$$N_d = \frac{\rho A_s}{m} v_d$$

où A_s est la surface utile du quartz, m la masse du cuivre et v_d est la vitesse de dépôt du cuivre sur le quartz.

Ce nombre d'atomes détectés par la rondelle de quartz ne correspond pas exactement au nombre d'atomes produits par la source car il faut tenir compte des effets de collimation.

b- Estimation du flux total d'atomes :

Nous allons expliquer à présent comment nous calculons le flux total d'atomes à partir des mesures avec la microbalance à quartz. Pour cela nous allons étudier l'effusion des gaz à travers un tube de dimensions bien définies.

Au départ nous considérons le cas d'un gaz sous les conditions d'équilibre dans une enceinte possédant une petite ouverture de surface A_s . Si les murs de l'enceinte sont suffisamment fins et si la pression du gaz est telle que le libre parcours moyen des atomes est plus grand que les dimensions de l'ouverture, tous les atomes atteignant l'ouverture vont s'échapper à travers elle. Le flux d'atomes par seconde s'échappant sous un angle solide $d\omega$ à un angle θ par rapport à la normale à la surface A_s s'écrit [Fra31] :

$$N(\theta)d\omega = \frac{n\bar{v}A_s}{4\pi} \cos\theta d\omega \quad (\text{II-5})$$

n est le nombre d'atomes par unité de volume dans l'enceinte
 \bar{v} est la vitesse thermique moyenne des atomes

En intégrant l'équation (II-5) sur l'angle solide $d\omega$ on trouve :

$$N = \frac{n\bar{v}A_s}{4} \quad (\text{II-6})$$

Dans la théorie cinétique des gaz n et \bar{v} ont pour expression :

$$n = \frac{p}{kT} \quad \text{et} \quad \bar{v} = \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2} \quad (\text{II-6-a})$$

p est la pression du gaz,
 k est la constante de Boltzmann,
 m la masse de la particule,
et T la température absolue.

L'équation (II-6) devient alors :

$$N = \frac{pA_s}{(2\pi mkT)^{1/2}} = \frac{pA_s N_a}{(2\pi MRT)^{1/2}} \quad (\text{II-7})$$

où N_a est le nombre d'Avogadro, R la constante de Rydberg et M le poids moléculaire.

Si on exprime p en mbar, l'équation (II-7) prend la forme suivante :

$$N = 4.67 \times 10^{22} \frac{p A_s}{(MT)^{1/2}} \text{ atomes/seconde}$$

Dans le cas où l'ouverture est remplacée par un tube (figure II-16), les atomes émergents du four à très grand angle vont frapper sur les parois du tube et auront moins de chance de s'échapper. La distribution angulaire des atomes émergeant change considérablement. On peut tenir compte de ces effets en introduisant un facteur géométrique K tel que [Ram56] :

$$N_t = \frac{n\bar{v}A_s}{4K} \quad (\text{II-8})$$

$$K = \frac{3L_1}{8R_1}$$

Où L_1 est la longueur du tube d'ionisation et R_1 son rayon (figure II-16). Dans notre cas, $L_1 = 30$ mm et $R_1 = 1.5$ mm. Ainsi, la constante K vaut : $K = 7.5$

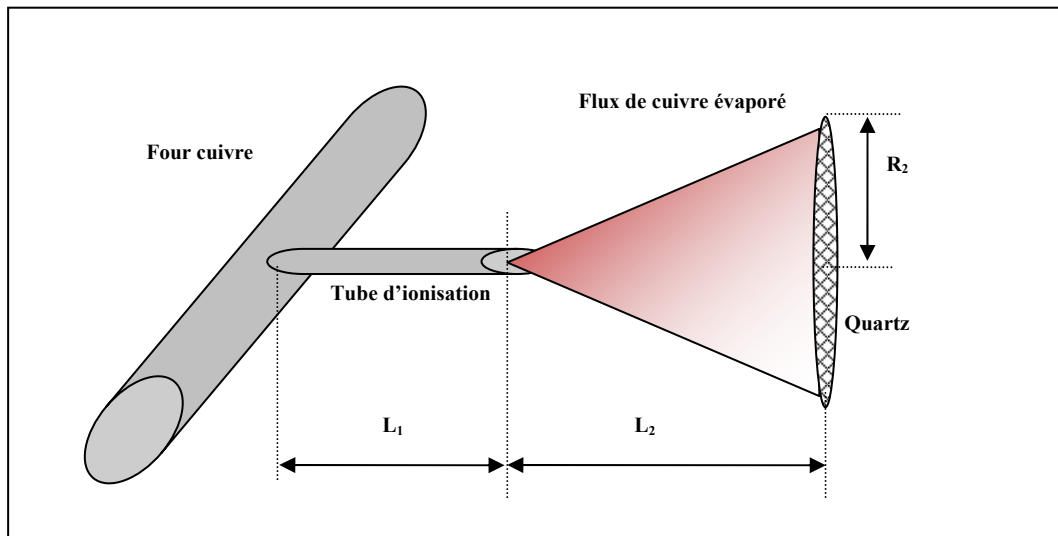


Figure II-16 : Diffusion des atomes à travers le tube d'ionisation et leur collection sur le quartz.

Le flux d'atomes détectés par le quartz sera égal au nombre d'atomes sortant du tube d'ionisation et vu par le quartz sous un angle solide $d\Omega$. En suivant le même raisonnement que précédemment il sera exprimé comme suit :

$$N_d = \frac{n\bar{v}A_s}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_m} \sin \theta \cos \theta d\theta = \frac{n\bar{v}A_s A_d}{4\pi L_2^2} \quad (\text{II-9})$$

A_d est la surface utile de détection du quartz. L_2 est la distance entre le quartz et le tube d'ionisation. R_2 est le rayon du quartz.

A partir de (II-8) et (II-9) on aboutit à :

$$\frac{N_t}{N_d} = \frac{L_2^2}{KR_2^2}$$

Lors des mesures du flux d'atomes de cuivre, le quartz utilisé a un rayon $R_2 = 4$ mm et la distance $L_2 = 250$ mm. Ainsi, on aura : $N_t = 521N_d$.

La figure II-17 représente la courbe de flux obtenue pour le cuivre. Les mesures en dessous de 900 Watt de puissance n'ont pu être effectuées car le processus d'évaporation du cuivre était lent et cela augmente considérablement la limite de sensibilité de la microbalance à quartz.

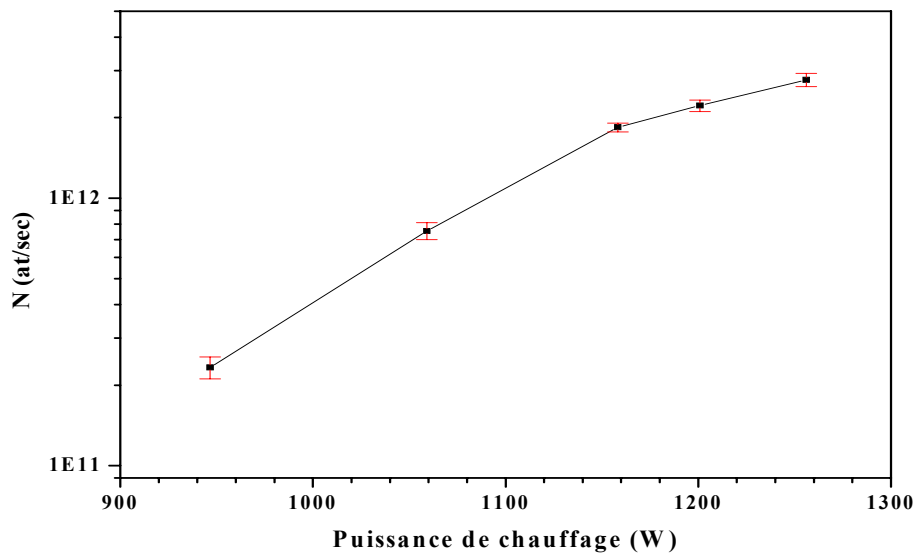


Figure II-17 : Courbe de flux du cuivre mesurée par microbalance à quartz.

La détermination des pressions de vapeur du cuivre et du rubidium, l'étalonnage de la source en température et l'estimation du flux de cuivre évaporé constituent les principales conditions expérimentales à connaître avant de réaliser les tests sur S.I.H.L. Dans ce qui suit sont exposés les premiers résultats obtenus qui ne représentent que le début des tests avec un faisceau de cuivre stable car nous avons rencontré beaucoup de difficultés au cours des mesures.

5-3 Résultats obtenus

Les atomes de cuivre sont évaporés par chauffage et effusent à travers le tube de transfert puis vers le tube d'ionisation où ils interagissent avec deux faisceaux laser colinéaires. Le premier pour l'excitation résonante et le deuxième pour l'ionisation. Les ions produits sont extraits et accélérés sous 30 kV. Le faisceau d'ions passe dans l'aimant où il sera séparé en masse. Le temps de vol est d'environ ~ 40 μ s. Le doublet de quadrupoles refocalise le

faisceau d'ions Cu^+ sur le système de détection. La détection est effectuée à l'aide des galettes de microcanaux.

Nous avons testé les 3 schémas d'ionisation montrés sur la figure II-5. Le signal correspondant au schéma (a) vers le continuum est montré sur la figure II-18.

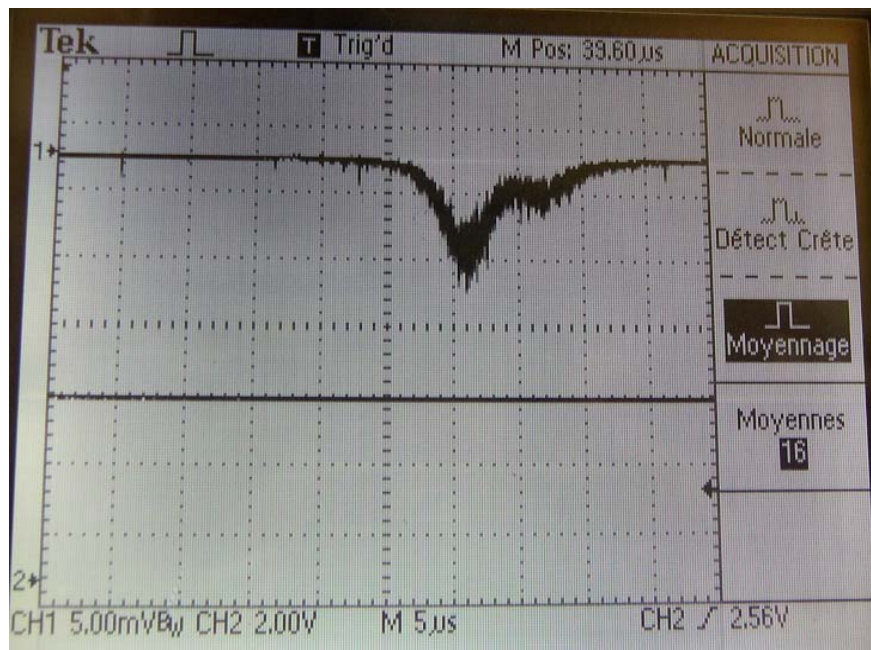


Figure II-18 : Signal du cuivre enregistré avec ionisation dans le continuum, le schéma (a) de la figure II-5.

Les longueurs d'onde des deux faisceaux laser ont été ensuite ajustées manuellement pour réaliser les deux schémas vers les états autoionisants. Le schéma (b) délivre le signal montré sur la figure II-19.

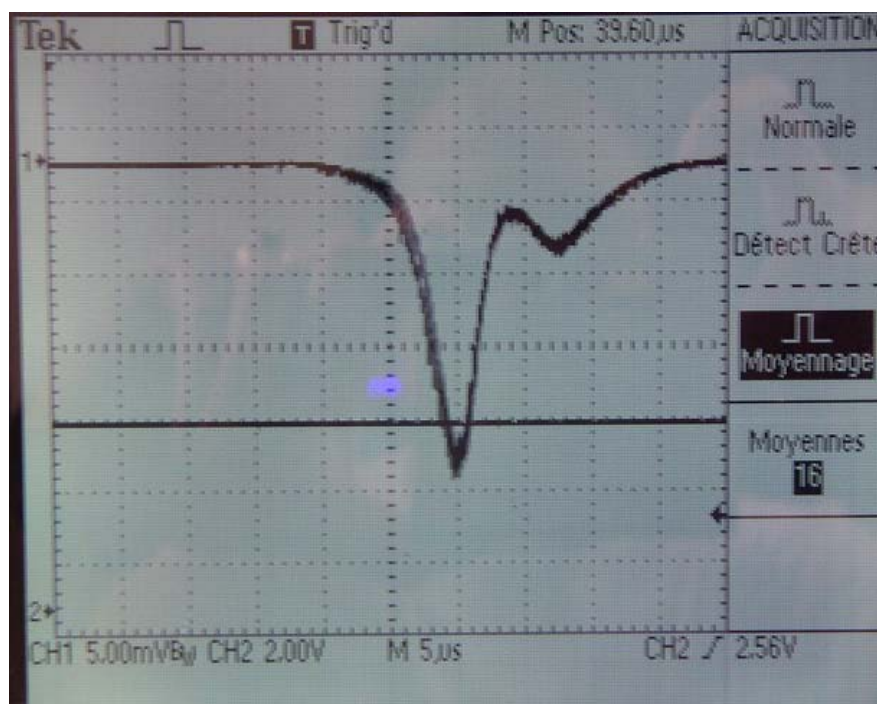


Figure II-19 : Signal du cuivre obtenu avec le schéma (b) de la figure II-5.

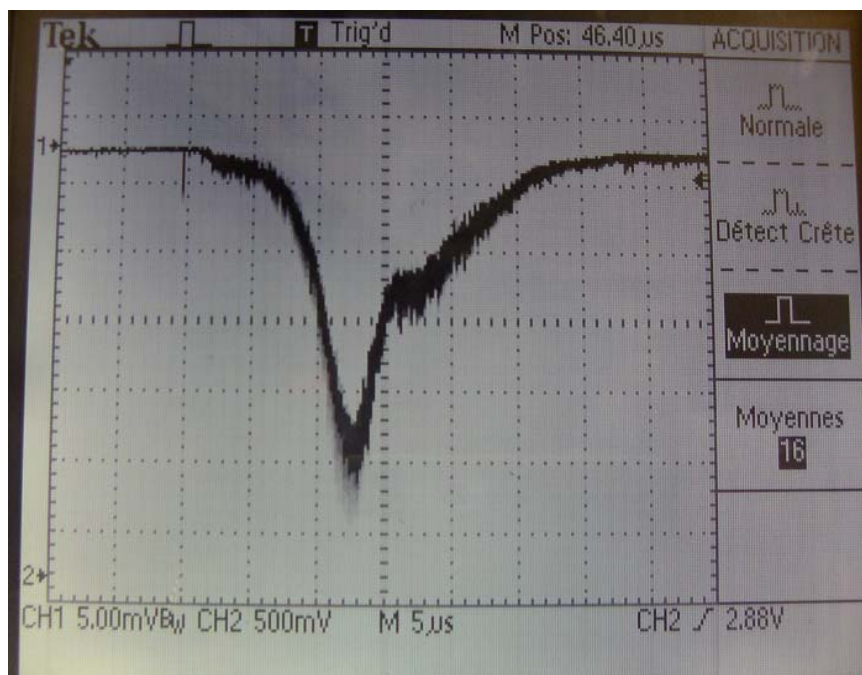


Figure II-20 : Signal du cuivre obtenu avec le schéma (c) de la figure II-5.

Le signal illustré sur la figure II-20 est obtenu avec le schéma (c) de la figure II-5. Une simple comparaison des amplitudes des signaux des trois figures II-18, II-19 et II-20 nous montre l'influence de l'utilisation des états autoionisants sur l'efficacité d'ionisation. En effet, l'amplitude du signal de la figure II-18 obtenu en ionisant vers le continuum est 4 fois plus faible que les deux autres figurent. Néanmoins l'amplitude des signaux de la figure II-19 et II-20 sont comparables ce qui implique que les deux états autoionisants sélectionnés n'influent pas sur l'efficacité d'ionisation laser.

Le fait marquant observé sur toutes ces figures est l'existence d'une deuxième bosse après le pic principal, c'est-à-dire une structure à deux pics qui existe même lorsque le signal est faible. A partir du moment où ça ne peut pas être le signal des 2 isotopes de cuivre stable (on s'attend à environ 650 ns entre les deux masses), on peut expliquer cette structure par le fait que l'ionisation s'est effectuée à deux endroits différents. Si on prend le signal de la figure II-19, le deuxième pic est séparé du premier de 8 μ s ce qui nous pousse à dire que les ions détectés dans le premier pic correspondent à une ionisation dans le tube ioniseur et les ions du deuxième pic sont issus de l'ionisation derrière le tube ioniseur c'est-à-dire au bout du tube de transfert. Les 8 μ s correspondent au temps de migration des ions entre les deux tubes.

A présent, pour essayer d'estimer l'efficacité d'ionisation, nous avons d'abord effectué une opération d'optimisation du signal sur l'oscilloscope. Pour cela, nous avons balayé manuellement la fréquence de l'étape d'ionisation aux alentours des deux niveaux autoionisants, à savoir 441 nm et 438,2 nm. Un signal meilleur que celui de la figure II-19 a été obtenu pour une longueur d'onde d'ionisation $\lambda_2 = 439,92$ nm. L'amplitude de ce signal 10 fois plus grande que l'amplitude du signal de la figure II-19, nous confirme que l'état atteint par la longueur d'onde $\lambda_2 = 439,92$ nm est un état autoionisant se situant à 62845 cm^{-1} non connu auparavant. Le signal obtenu avec cet état est illustré sur la figure II-21.

Ce signal a été enregistré pour une puissance de chauffage de 670 W et qui correspond à une température du four cuivre de 700°C. C'est le plus grand signal que nous avons obtenu

car déjà à cette valeur de puissance de chauffage les galettes de microcanaux saturent et les mesures ne sont donc pas fiables. C'est la raison pour laquelle nous n'avons pas tracé une courbe d'efficacité. Nous avons simplement estimé l'efficacité à cette puissance de chauffage.

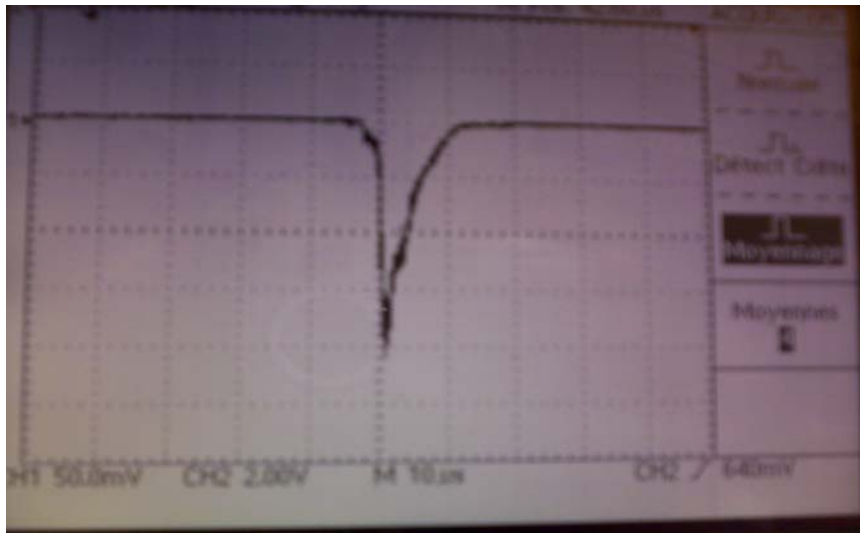


Figure II-21 : Signal du cuivre obtenu avec le nouvel état autoionisant.

Nous avons calculé le nombre d'ions détectés avec le nouvel état autoionisant. En utilisant la formule II-3, on trouve une valeur de $N_d = 10^6$ ions/sec. Une extrapolation grossière de la courbe de flux pour une température de 700°C (Figure II-17) nous indique un flux de cuivre de $N_t < 10^{11}$ atomes/sec ce qui nous donne une efficacité $\varepsilon > 10^{-5}$ (c'est le rapport du nombre d'ions détectés sur le nombre total d'atomes évaporés par la source). Cette valeur de l'efficacité reste à ce jour préliminaire.

Quand on compare cette estimation de l'efficacité à la valeur théorique prédite par à partir de l'équation II-1 dans le cas de l'ionisation vers un état autoionisant, sachant que :

$$f = 30 \text{ Hz}$$

$$\eta_{\text{photo-ion}} = 1,3\% \text{ (Paragraphe II-2)}$$

$$\bar{v} = 568 \text{ m/s à } T = 700^\circ\text{C (Eq. II-6-a)}$$

$$d = 3 \text{ mm}$$

$$L = 30 \text{ mm}$$

$$\text{L'efficacité théorique dans ce cas là est : } \varepsilon_{Th} = 3.10^{-4}.$$

Il y a un ordre de grandeur de différence entre l'estimation expérimentale de l'efficacité et la valeur théorique. D'une part, l'extrapolation de la courbe sur la figure II-17 est très grossière et peut facilement fournir un nombre d'atomes beaucoup plus petit. D'autre part, le signal observé est typique d'un signal saturé de galettes de microcanaux. De plus, nous n'avons rien pu mesurer en utilisant la cage de Faraday. Ceci nous permet de dire que le faisceau avait une intensité de l'ordre de quelques dizaines de pA qui se situe dans le seuil détectable par la cage de Faraday. Ce problème de saturation était le problème majeur rencontré en cours des tests ce qui nous a empêché d'établir un profil de l'efficacité d'ionisation laser en fonction de la température de chauffage du tube d'ionisation. Des tests supplémentaire sont envisagés à partir de 2008 en utilisant des grilles de différentes transmissions placées en amont des galettes de microcanaux ou bien d'utiliser des galettes d'un gain plus faible. Il est envisagé aussi de continuer les études sur les matériaux du tube d'ionisation comme il est envisagé d'utiliser d'autres schémas d'ionisation pour d'autres éléments et de les tester hors ligne.

Les résultats satisfaisants obtenus avec l'étain et l'ionisation réussie du cuivre avec la découverte d'un niveau autoionisant montrent que le projet d'installer une source d'ions laser opérationnelle en ligne est tout à fait réalisable. L'avancement du projet ALTO ne fait qu'accélérer cette perspective.

6. Application pour ALTO : la source d'ions laser à haute cadence

Le projet ALTO (Accélérateur Linéaire auprès du Tandem d'Orsay) consiste en l'installation d'un accélérateur d'électrons (10-50 MeV, 10 μ A) dans les aires expérimentales du Tandem de l'IPN d'Orsay. Ce projet ouvre de larges perspectives à un bon nombre d'études liées aux domaines de la physique, biologie, chimie...ainsi que des recherches et développements sur les accélérateurs. Ces études seront permises par cette installation qui peut produire des faisceaux d'isotopes riches en neutrons d'intensités comparables à celles d'ISOLDE. ALTO a pour vocation d'être un banc d'essai pour les futures installations de faisceaux exotiques SPIRAL2 et EURISOL. Compte tenu des faibles intensités attendues, la principale préoccupation de ces projets est la production de faisceaux de noyaux exotiques d'une très grande pureté. C'est pour cette raison que l'installation d'une source d'ions laser à haute cadence est prévue auprès d'ALTO. Elle comprendra principalement des lasers à colorants. Le choix des lasers à colorants a pour raison la large gamme de longueurs d'ondes comparées aux autres types de lasers tels que le TiSa qui ne couvre pas les longueurs d'onde dans le jaune et l'orange.

Le laser de pompage qui sera utilisé est un laser Nd-YAG tournant à 20 kHz d'une puissance de 150 W avec une largeur d'impulsion de 80 ns. Des tests avec des lasers à colorant ont lieu actuellement pour déterminer toutes les conditions de fonctionnement telles que vitesse de circulation des colorants et leur concentration, refroidissement, etc. Son installation à l'IPN aura lieu en début 2008. Le premier faisceau hors ligne qui sera délivré par cette source est le cuivre prévu au printemps 2008 pour une expérience en ligne en fin 2008 avec un schéma d'ionisation en deux étapes UV.

CHAPITRE III

Application de l'ionisation résonante à la structure nucléaire : Expérience COMPLIS sur les noyaux de Te

Dans ce chapitre nous allons décrire comment est appliquée la technique de l'ionisation résonante aux études de spectroscopie sur les noyaux exotiques. En effet, les propriétés des noyaux telles que celles concernant leur forme et leur structure peuvent être connues à l'aide de cette technique en exploitant la structure hyperfine des atomes et le déplacement du centre de gravité de cette dernière le long d'une chaîne isotopique. Ces deux grandeurs physiques nous permettent de déterminer la variation du rayon carré moyen de charge et les moments nucléaires.

La spectroscopie par ionisation résonante a été appliquée aux noyaux de tellure dans le cadre de l'expérience COMPLIS. Le but de cette expérience est de mesurer la variation du rayon carré moyen de charge et les moments nucléaires. Nous commencerons par définir le rayon carré moyen de charge des noyaux dans le cadre du modèle de la gouttelette liquide, de deux modèles de champ moyen, l'un relativiste et l'autre non relativiste, et d'un modèle au-delà du champ moyen. Nous définirons ensuite le moment quadrupolaire électrique qui, en combinaison avec le rayon de charge nous renseignent sur la forme et la déformation des noyaux. Le moment magnétique sera évoqué dans le cadre du modèle de Schmidt.

Après ces définitions nous présenterons la région d'intérêt où nous voulons effectuer ces mesures en justifiant le choix des isotopes de tellure. Nous décrirons ensuite la méthode qui nous a permis d'effectuer la mesure de la structure hyperfine et du déplacement isotopique en montrant la relation qui existe entre ce dernier et la variation du rayon carré moyen de charge et entre la structure hyperfine et les moments nucléaires. Dans la partie 5 de ce chapitre nous poursuivrons par un descriptif détaillé de l'expérience COMPLIS avant de montrer les résultats obtenus et leur interprétation dans la partie 6.

1- Rappel sur les modèles nucléaires appliqués aux calculs de rayons de charge

Le développement de la théorie nucléaire a été historiquement marqué par 2 tendances : l'approche macroscopique et l'approche microscopique. La première est centrée sur les degrés de liberté collectifs tel le modèle de la goutte liquide. Le modèle de la goutte liquide a été développé par A. Bohr et B. Mottelson [Boh75]. Il a été amélioré et raffiné par W. Myers et W. Swiatecki [Mye69] en ce qu'on appelle le modèle de la gouttelette liquide. Dans ces modèles macroscopiques de goutte liquide, le rayon de charge est calculé pour une déformation donnée, sur une base phénoménologique.

La seconde approche est quant à elle centrée sur les degrés de liberté de la particule célibataire tel le modèle en couche. Nous évoquerons un peu plus loin les modèles en champ moyen, l'un basé sur une approche non relativiste de type Hartree-Fock et l'autre relativiste (RMF).

1-1- Modèle de la gouttelette liquide

Ce modèle est une généralisation et un raffinement du modèle de la goutte liquide incompressible des noyaux. Dans le modèle de la goutte liquide le noyau est considéré comme un fluide incompressible ayant une densité de nucléons constante à l'intérieur du noyau et nulle en dehors (figure III-1-a). Dans le modèle de la gouttelette liquide les densités de nucléons sont relativement constantes à l'intérieur du noyau et présentent une région diffuse à la surface où la densité décroît lentement vers zéro (Figure III-1-b). Ainsi les corrections fondamentales apportées par le modèle de la gouttelette liquide prennent en considération l'épaisseur finie de la surface nucléaire et la compressibilité nucléaire finie. Dans ce modèle on suppose, contrairement au modèle de la goutte liquide, que la portée des forces entre nucléons sont négligeables comparées aux dimensions du système.

Pour définir un modèle nous avons besoin de déterminer les degrés de liberté du système ainsi que son énergie totale. Dans le cas de la gouttelette liquide les degrés de libertés seront les densités au centre du noyau ρ_n et ρ_z et les rayons effectifs R_n et R_z . L'énergie totale du système consistera en l'énergie de volume, l'énergie de surface et l'énergie électrostatique. L'énergie de volume est l'intégrale sur la densité d'énergie et dépend de la distribution de la densité à l'intérieur du noyau. L'énergie de surface dépend des conditions de surface et de la courbure de la surface effective. L'énergie électrostatique est fonction de ρ_z .

Les rayons des distributions de protons et de neutrons sont déterminés en minimisant l'énergie totale du système [Mye69, Mye74 et Mye80].

La quantité qui nous intéresse dans ce modèle est le rayon carré moyen de charge. Il est calculé par l'expression [Mye83] :

$$\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_u + \langle r^2 \rangle_r + \langle r^2 \rangle_d$$

- Le premier terme $\langle r^2 \rangle_u$ représente la contribution de la taille et la forme de la distribution uniforme de la charge. Il est exprimé par un développement limité en puissance de α , où α représente le paramètre de déformation :

$$\langle r^2 \rangle_u = \frac{3}{5} R_z^2 \left(1 + \alpha^2 + \frac{10}{21} \alpha^3 - \frac{27}{35} \alpha^4 + \dots \right)$$

où $\alpha = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta$ et β est le paramètre de déformation axiale.

R_z est le rayon de protons et il a comme expression : $R_z = R - \frac{N}{A} t$

R est le rayon du noyau : $R = r_0 A^{1/3} (1 + \bar{\epsilon})$ [Mye69].

$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{K} \left(-2a_2 A^{-1/3} B_s + L \bar{\delta}^2 + c_1 Z^2 A^{-4/3} B_c \right)$ représente la variation moyenne de la densité de charge avec le rayon du noyau,

$\bar{\delta} = \left(I + \frac{3}{16} \frac{c_1}{Q} Z A^{-2/3} B_v \right) / \left(1 + \frac{9}{4} \frac{J}{Q} A^{-1/3} B_s \right)$ représente la différence des densités de protons et de neutrons à la surface du noyau,

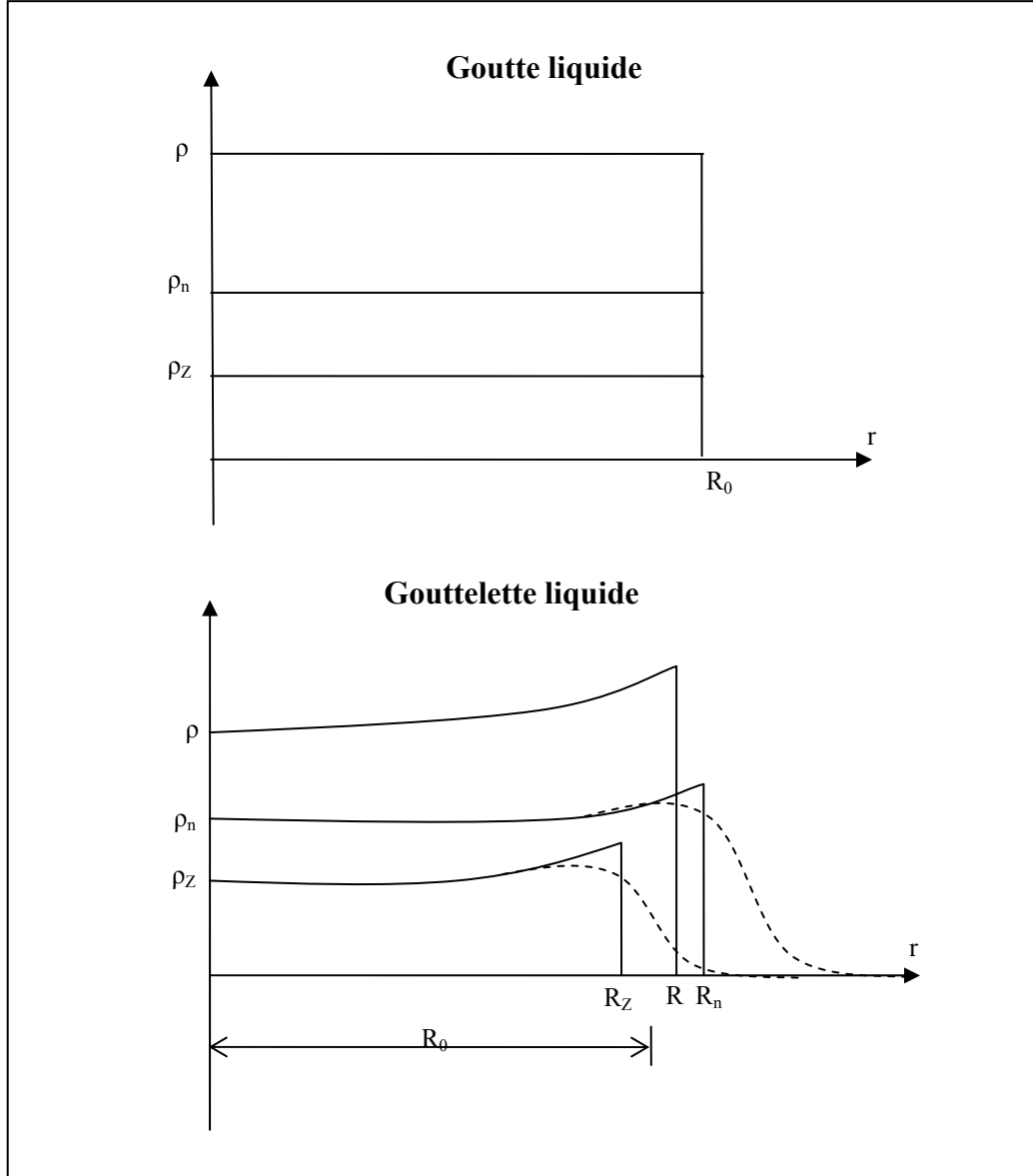


Figure III-1 : Schématisation des densités nucléaires en fonction du rayon du noyau r dans le cas du modèle de la goutte liquide (a), et dans le cas du modèle de la gouttelette liquide (b); les lignes en pointillés indiquent que les surfaces sont diffuses.

B_s représente le rapport de la surface d'un noyau déformé à celle d'un noyau sphérique pour un volume égal,

B_c a la même définition que B_s concernant l'énergie coulombienne,

B_v représente la variation du potentiel coulombien le long de la surface quand un noyau est déformé.

t est l'épaisseur de peau neutronique. Elle est donnée par [Mye80] : $t = \frac{2}{3} \frac{R(I - \bar{\delta})}{B_s}$

$I = \frac{N - Z}{A}$ est l'asymétrie nucléaire

$r_0 = 1,18$ fm, est la constante de rayon nucléaire [Mye80]

$b = 0,99$ fm, est le paramètre de diffusivité nucléaire

$c_1 = \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} = 0,7322$ MeV, est le coefficient d'énergie coulombienne

$a_2 = 20,69$ MeV est le coefficient d'énergie de surface

$J = 36,8$ MeV est le coefficient d'énergie de symétrie

$Q = 17$ MeV est la rigidité de la surface effective

$K = 240$ MeV est le coefficient de compressibilité

$L = 100$ MeV est le coefficient de densité symétrique

- Le deuxième terme dans l'expression du rayon carré moyen de charge $\langle r^2 \rangle_r$ représente la contribution coulombienne. En effet, la répulsion coulombienne pousse les protons vers la surface ce qui entraîne une redistribution de la charge au bord du noyau. Le développement limité de $\langle r^2 \rangle_r$ en puissances de α donne [Mye83] :

$$\langle r^2 \rangle_r = \frac{12}{175} C' R_z^2 \left(1 + \frac{14}{5} \alpha^2 + \frac{28}{15} \alpha^3 - \frac{29}{5} \alpha^4 + \dots \right)$$

C' est la constante de redistribution de charge :

$$C' = \frac{1}{2} \left(\frac{9}{2K} + \frac{1}{4J} \right) \frac{Ze^2}{R_z} \approx 0.0156 ZA^{-1/3}$$

La redistribution de la charge crée un creux dans la distribution des protons qui engendre l'augmentation de tous les moments radiaux. Elle augmente aussi la charge sur les bords déformés résultant en une augmentation des moments quadrupolaires, hexadecapolaires, et les moments d'ordres supérieurs. Le calcul des moments quadrupolaires par ce modèle ont donné une augmentation de 6% contre 9% pour les moments hexadecapolaires [Mye83].

- le troisième terme $\langle r^2 \rangle_d$ est dû à la diffusivité de la surface nucléaire. Celle-ci n'a aucune dépendance en forme et est identique pour tous les noyaux [Mye83] :

$$\langle r^2 \rangle_d = 3b^2$$

Le modèle de la gouttelette liquide reproduit assez bien les variations de rayons carrés moyens de charge sur une chaîne isotopique en supposant que ces isotopes conservent leur forme sphérique comme c'est le cas de ^{132}Sn dont le rayon moyen de charge a été mesuré lors d'une expérience de spectroscopie laser sur COMPLIS $\langle r_c \rangle(^{132}\text{Sn}) = 4.709(7) \text{ fm}$ [Leb05]. Cette valeur est en bon accord avec celle prédite par le modèle de la gouttelette $\langle r_c \rangle(^{132}\text{Sn}) = 4,733$ fm. Cette approche macroscopique quoique bien adaptée

dans certains cas n'est pas complète pour décrire toutes les propriétés des noyaux. Pour cette raison, nous avons recours à des modèles quantiques microscopiques.

1-2- Modèles en champ moyen

1-2-1 Approche non relativiste (HFB)

Dans cette approche on considère que le nucléon se déplace dans un puits de potentiel (qui confine le nucléon dans le noyau) indépendamment de la présence des autres nucléons. Cela veut dire qu'on doit résoudre N problèmes à 1 corps-1 particule se déplaçant dans un certain potentiel généré par l'ensemble des nucléons. On appelle ce potentiel « *potentiel de champ moyen* ». Le travail majeur dans les théories de champ moyen est de définir le potentiel de champ moyen. Il existe historiquement deux approches :

- L'approche qui consiste à définir directement ce potentiel nucléaire à l'aide d'une fonction mathématique appropriée et paramétrisée de façon ad hoc. Les deux types de potentiels les plus utilisés sont le potentiel de type oscillateur harmonique modifié et le potentiel de Wood-Saxon.
- L'approche auto-cohérente, ou Hartree-Fock, a pour but de déduire mathématiquement le potentiel nucléaire à partir de l'interaction nucléon-nucléon. Dans ce cas, c'est l'interaction entre nucléons dans le milieu (interaction "effective") à laquelle on donne une forme mathématique appropriée et paramétrisée.

Nous nous intéressons essentiellement ici aux calculs de champ moyen de type Hartree-Fock (HF). L'hypothèse de champ moyen, a conduit à de nombreux succès, notamment au travers de modèles dérivés prenant en compte l'appariement (approche Hartree-Fock-Bogoliubov HFB) et les corrélations de longues portées, associées aux mouvements collectifs de rotation, de vibration, etc (coordonnée génératrice GCM).

a- Formalisme Hartree-Fock :

Dans l'approche de Hartree-Fock [Har28, Foc30] du problème à N corps, le point de départ est un hamiltonien contenant des termes d'énergie cinétique et des termes d'énergie potentielle. Sur la base de l'interaction à 2 corps prédéfinie, le terme potentiel de l'hamiltonien recense donc toutes les interactions à 2 corps possibles dans un ensemble de N nucléons. Cet hamiltonien s'écrit :

$$\hat{H}_{tot} = \sum_{i=1}^A \hat{T}_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1 < k}^A \hat{V}_{i,k}$$

où \hat{T}_i est l'opérateur énergie cinétique du nucléon i et $\hat{V}_{i,k}$ l'interaction entre les nucléons i et k

La deuxième étape consiste à supposer que le système est décrit par une fonction d'onde de particules indépendantes, c'est-à-dire un produit anti-symétrisé de fonctions d'onde individuelles, le *déterminant de Slater* [Sla29] :

$$\Psi^{HF} = \frac{1}{\sqrt{N!}} \begin{vmatrix} \phi_1(\xi_1) & \phi_2(\xi_1) & \cdots & \phi_N(\xi_1) \\ \phi_1(\xi_2) & \phi_2(\xi_2) & \cdots & \phi_N(\xi_2) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \phi_1(\xi_N) & \phi_2(\xi_N) & \cdots & \phi_N(\xi_N) \end{vmatrix}$$

Il reste à déterminer maintenant les composantes de ce déterminant de Slater, c'est-à-dire les fonctions d'onde individuelles $\phi_i(\xi_i)$ de chaque nucléon qui sont pour l'instant inconnues. Pour définir ces fonctions, on cherche le déterminant de Slater qui minimise l'énergie totale E_{tot} :

$$\delta E_{tot} = \delta \frac{\langle \Psi | \hat{H}_{tot} | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle} = 0$$

Cela signifie que l'on va calculer la valeur moyenne du hamiltonien à deux corps sur la fonction d'onde du noyau et imposer que la variation de cette quantité soit nulle. Ceci va nous conduire à un ensemble d'équations qui ont pour inconnues les fonctions d'onde individuelles : les équations Hartree-Fock.

La résolution de ces équations nous donne les fonctions d'onde et les niveaux d'énergie individuels et par extension, l'énergie totale du noyau et sa fonction d'onde. Le procédé de résolution des équations Hartree-Fock est itératif car celles-ci conduisent à une équation de Schrödinger dans laquelle le potentiel dépend de la densité, c'est-à-dire des fonctions d'onde qu'on cherche à déterminer. L'algorithme de calcul est démarré avec un ensemble de fonctions d'onde individuelles (en général les fonctions propres d'un oscillateur harmonique). Celles-ci nous permettent de calculer la densité, et donc le potentiel. Une fois ces derniers déterminés (densité et potentiel), on peut résoudre à nouveau cette équation de Schrödinger, ce qui nous donne un nouvel ensemble de fonctions individuelles à l'étape 1. On procède ainsi par itération et l'algorithme s'arrête (convergence) lorsque la différence entre les fonctions d'onde entre deux itérations est inférieure à une certaine valeur prédéterminée. A la convergence, le potentiel de champ moyen est complètement déterminé et les $\phi_i(\xi_i)$ sont les solutions de plus basse énergie ξ_i du hamiltonien à 1 corps h_{HF} , ou hamiltonien Hartree-Fock.

b- Traitement de l'appariement :

La méthode Hartree-Fock n'est formellement adaptée qu'aux noyaux doublement magiques où les effets de corrélation, notamment l'appariement, peuvent être supposés négligeables. Ainsi pour tous les autres noyaux, les nucléons ne peuvent pas être considérés comme indépendants, et on a recours à un formalisme de quasi particules indépendantes. Les quasi-particules sont des entités abstraites qui sont construites comme des superpositions de fonctions d'onde de nucléons. La corrélation se fait en mélangeant des opérateurs de création et d'annihilation de nucléons. Cette nouvelle approche est appelée théorie de Hartree-Fock-Bogoliubov et c'est une simple généralisation de la théorie Hartree-Fock. La transformation de Bogoliubov [Bog59] fait le lien entre les opérateurs de création et d'annihilation de quasi-particules η_i^+ et η_i respectivement et les opérateurs correspondant de particules a_α^+ et a_α associés à la base complète arbitraire $|\alpha\rangle$ [Bog59] :

$$\eta_i = \sum_{\alpha} u_{in}^{\alpha} a_{n\alpha} + v_{in}^{\alpha} a_{n\bar{\alpha}}^{+}$$

$$\eta_i^{+} = \sum_{\alpha} u_{in}^{\alpha} a_{n\alpha}^{+} - v_{in}^{\alpha} a_{n\bar{\alpha}}$$

où les états individuels $|a_{\alpha}\rangle = a_{\alpha}^{+}|0\rangle$ et $|a_{\bar{\alpha}}\rangle = a_{\bar{\alpha}}^{+}|0\rangle$ sont les transposées l'une de l'autre par renversement du temps.

Cette transformation permet d'introduire les corrélations en mélangeant les opérateurs de création et d'annihilation de nucléons.

Dans la méthode HFB, la fonction d'onde n'est plus écrite sous la forme d'un déterminant de Slater mais sous la forme d'un vide de quasi-particules :

$$|\Psi^{HFB}\rangle = \prod_{i>0} \eta_i |0\rangle$$

Le principe de minimisation aboutit à l'expression de la fonctionnelle d'énergie suivante :

$$\varepsilon(\Psi^{HFB}) = \varepsilon(\rho) = Tr(t\rho) + \frac{1}{2}Tr(\Gamma\rho) + \frac{1}{2}Tr(\Delta\kappa)$$

où ρ est la matrice densité, t l'opérateur énergie cinétique, Γ potentiel de champ moyen normal, κ tenseur d'appariement et Δ le champ d'appariement :

$$\begin{aligned} \rho_{ij} &= \frac{\langle \Psi | a_i^{+} a_j | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle} \\ \Gamma_{ij} &= \sum_{k,l} \langle ik | \hat{v} | jl \rangle \rho_{kl} = (Tr(\hat{v}\hat{\rho}))_{ij} \\ \kappa_{ij} &= \frac{\langle \Psi | a_i^{+} a_j^{+} | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle} \\ \Delta_{ij} &= \sum_{kl} \langle ij | \hat{v} | kl \rangle \kappa_{kl} = (Tr(\hat{v}\hat{\kappa}))_{ij} \end{aligned}$$

La méthode de calcul HFB permet de déterminer le potentiel de champ moyen, les fonctions d'onde individuelles et leur taux d'occupation v_{in}^{α} et l'énergie d'appariement. La solution est obtenue à la déformation non nulle. On définit aussi le rayon moyen carré de proton à partir de la densité protonique ρ_p^{HFB} par :

$$\langle r_p \rangle^2 = \frac{1}{Z} \int d^3r \rho_p^{HFB}(\vec{r}) r^2$$

Le rayon de charge s'écrit alors sous la forme :

$$r_c^{HFB} = \sqrt{\langle r_p \rangle^2 + f^{HFB}}$$

où f^{HFB} tient compte du facteur de forme proton, des corrections dues au mouvement du centre de masse ainsi que des corrections dues aux propriétés électromagnétiques des neutrons [Dec80, Ber72, Lib07].

La base d'une description en terme de champ moyen est l'interaction effective car c'est elle qui permet la construction de l'hamiltonien. Les deux formes d'interaction effective les plus utilisées sont :

- La force de Skyrme [Vau72], qui donne à l'interaction nucléon-nucléon la forme d'une force de contact avec un terme dépendant des vitesses. L'appariement est traité dans ce cas avec une force spécifique, en général de type δ .
- La force de Gogny [Dec80] qui permet de décrire à la fois le champ moyen et l'appariement dans le cadre HFB. C'est cette dernière que nous allons décrire brièvement dans ce qui suit.

c- Force effective de Gogny (D1S) :

Les calculs HFB utilisant la force de Gogny ont été développés depuis les années 70 [Dec80, Ber91]. Cette force est de portée non nulle et traite des effets d'appariement (particule-trou et particule-particule). Dans l'interaction de Gogny, on utilise des gaussiennes pour caractériser la portée de l'interaction. Cette force contient 14 paramètres et s'écrit :

$$\begin{aligned} \hat{V}_{12} = & \sum_{j=1}^2 e^{-(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^2 / \mu_j^2} (W_j + B_j P_\sigma - H_j P_\tau - M_j P_\sigma P_\tau) \\ & + t_3 (1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \left[\rho \left(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} \right) \right]^\alpha \\ & + i W_{LS} \vec{\nabla}_{12} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \times \vec{\nabla}_{12} \cdot (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \\ & + (1 + 2\tau_{1z})(1 + 2\tau_{2z}) \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \end{aligned}$$

où la première ligne représente la partie centrale de portée finie (μ_j) de la force. La deuxième ligne représente le terme dépendant de la densité. La troisième ligne représente un terme spin-orbite de portée nulle. La dernière ligne représente l'interaction coulombienne entre les protons ($\tau_{iz} = 1/2$ pour les protons et $\tau_{iz} = -1/2$ pour les neutrons).

P_σ et P_τ sont les opérateurs d'échange de spin et d'isospin respectivement.

Grâce à la portée finie de la force de Gogny, les paramètres de l'interaction ont pu être ajustés de façon à reproduire non seulement les propriétés globales des noyaux liées au champ moyen, mais également l'intensité des corrélations d'appariement qui existent entre les nucléons.

1-2-2 Approche relativiste (RMF)

Les théories de champ moyen relativistes sont apparues dans les années 70 avec les travaux de D. Walecka [Wal79]. Elles ont été perfectionnées vers la fin des années 90 par P. Ring et ses collaborateurs [Rin96]. Le point de départ de ces approches est la théorie

quantique des champs relativistes. Dans ce contexte, l'interaction des nucléons se fait à travers l'échange de particules virtuelles appelées *mésos*. La dépendance en densité de l'interaction nucléaire est obtenue par le champ attractif scalaire méson- σ et le champ vectoriel répulsif méson- ω . La composante asymétrique provient de l'isovecteur méson $\vec{\rho}$. L'interaction spin-orbite a lieu dans la théorie du champ moyen relativiste comme une résultante de la structure de Dirac des nucléons. Dans la théorie du champ moyen relativiste, les nucléons sont décrits comme des particules relativistes se déplaçant indépendamment dans le potentiel moyen généré par l'échange de mésons.

Le formalisme consiste à construire un lagrangien contenant ces termes d'interaction. De plus, l'application du principe de moindre action fournit un ensemble d'équations du mouvement. Les particules réelles (nucléons) obéissent à l'équation de Dirac tandis que les particules virtuelles (mésons) obéissent aux équations de Klein-Gordon [Kle26, Gor26].

a- Formalisme :

Le point de départ de la théorie de champ moyen relativiste est l'opérateur densité Lagrangienne standard [Gam90] :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\psi}(\gamma(i\partial - g_\omega \omega - g_\rho \vec{\rho} \vec{\tau} - eA) - m - g_\sigma \sigma)\psi + \frac{1}{2}(\partial\sigma)^2 \\ & - U(\sigma) - \frac{1}{4}\Omega_{\mu\nu}\Omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\omega^2 - \frac{1}{4}\vec{R}_{\mu\nu}\vec{R}^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\rho^2\vec{\rho}^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \end{aligned}$$

Où m, m_σ, m_ω et m_ρ sont respectivement les masses du nucléon, du méson σ^- , du méson ω^- et du méson ρ^- . g_σ, g_ω et g_ρ sont les constantes de couplage du méson σ^- , du méson ω^- et du méson ρ^- respectivement. $\Omega^{\mu\nu}, \vec{R}^{\mu\nu}$ et $F^{\mu\nu}$ sont les tenseurs de champ mésoniques et électromagnétique. $U(\sigma)$ est le potentiel non linéaire dans lequel se déplacent les mésons σ^- . Son expression est donnée par [Bog77] :

$$U(\sigma) = \frac{1}{2}m_\sigma^2\sigma^2 + \frac{1}{3}g_2\sigma^3 + \frac{1}{4}g_3\sigma^4$$

Le principe variationnel classique donne les équations de mouvement de ces champs : l'équation de Dirac pour les nucléons et les équations de Klein-Gordon pour les mésons [Gam90] :

$$\left\{ \gamma^\mu \left(i\partial_\mu + g_\omega \omega_\mu + g_\rho \vec{\tau} \vec{\rho}_\mu + e \frac{(1-\tau_3)}{2} A_\mu \right) + (m + g_\sigma \sigma) \right\} \psi_i = 0$$

Ainsi, on écrit l'équation de Dirac stationnaire [Lal99] :

$$\{\alpha(-i\nabla) + V(r) + \beta[m + S(r)]\}\psi_i = \varepsilon_i \psi_i$$

Où α et β sont les matrices de Dirac et m la masse au repos du nucléon.

Dans ce formalisme les fonctions d'onde sont des fonctions à 4 dimensions qui décrivent l'état stationnaire i des nucléons et l'énergie de la particule individuelle ε_i .

Les expressions du champ vectoriel $V(r)$ et du champ scalaire $S(r)$ sont obtenues en les moyennant sur l'ensemble des interactions induites par l'échange de mésons scalaire et vectoriel avec les densités correspondantes :

$$V(r) = g_\omega \omega(r) + g_\rho \rho_3(r) + A_0(r)$$

$$S(r) = g_\sigma \sigma(r)$$

Ces deux champs sont les solutions des équations inhomogènes de Klein-Gordon qui incluent la densité scalaire, la densité de courant massique, la densité de courant isovectoriel et la densité de courant proton du champ photonique [Gam90, Lal99].

Ainsi nous avons une série d'équations couplées dont la résolution est effectuée par méthode itérative. Le point de départ est donné par une estimation raisonnable des champs mésoniques pour résoudre l'équation de Dirac et ainsi obtenir une fonction d'onde ψ_i . Cette fonction d'onde permet de calculer les différentes densités impliquées dans les expressions du champ. La résolution des équations de Klein-Gordon en utilisant ces dernières densités aboutira à de nouveaux champs mésoniques et électromagnétiques qui peuvent être utilisés pour calculer les nouveaux champs scalaire et vectoriel qui seront introduits dans l'équation de Dirac pour la prochaine itération et ainsi de suite.

b- Force effective NL3 :

Le but de ces calculs est de reproduire au mieux les propriétés des noyaux. Pour cela les paramètres du lagrangien sont obtenus à partir d'un fit des données existantes sur des noyaux sphériques [Rei89]. Les paramétrisations les plus utilisées sont des forces de type NL1 [Rei86], NL-SH [Sha93] et la série de paramètres PL-40 [Rei88]. Les deux premières ont donné de très bons résultats en ce qui concerne l'énergie de liaison et le rayon de charge le long de la ligne de stabilité. Quant à la force PL-40, ses résultats sont très satisfaisants pour l'estimation des barrières de fission.

Cependant, en s'éloignant de la vallée de stabilité les résultats de ce modèle avec les forces citées ci-dessus sont moins satisfaisants. Ainsi une nouvelle paramétrisation de la densité Lagrangienne non linéaire effective a vu le jour. Celle-ci est apte à donner une très bonne description des noyaux stables et des noyaux loin de la vallée de stabilité à la fois. Cette nouvelle paramétrisation s'appelle la force effective NL3 [Lal97]. La série de paramètres à ajuster concerne les masses des mésons $m_\sigma, m_\omega, m_\rho$, les constantes de couplage correspondantes $g_\sigma, g_\omega, g_\rho$ et les paramètres g_2, g_3 du potentiel non linéaire $U(\sigma)$. Les propriétés nucléaires utilisées dans le fit sont l'énergie de liaison, le rayon de charge et le rayon neutronique de plusieurs noyaux sphériques. Les noyaux utilisés dans le fit NL3 sont au nombre de 10 : ^{16}O , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{116}Sn , ^{124}Sn , ^{132}Sn , ^{208}Pb et ^{214}Pb .

Dans ce calcul, les équations de Dirac sont résolues par la méthode d'expansion de l'oscillateur décrite dans la référence [Gam90]. Les fonctions d'onde de base ont été déterminées en utilisant un potentiel d'oscillateur harmonique à symétrie axiale. Les corrélations d'appariement ont été introduites en utilisant le formalisme BCS (Barden-Cooper-Schrieffer) [Bar57] avec la constante d'appariement de la référence [Möl92]. L'énergie du point zéro de l'oscillateur harmonique a été utilisée pour corriger l'énergie du

centre de masse. Le moment angulaire et sa projection, ainsi que les corrélations de l'état fondamental induites par les vibrations collectives ont été négligées.

Le rayon de charge est calculé à partir de l'expression [Lal99] :

$$r_c = \sqrt{r_p^2 + 0.64} \text{ fm}$$

r_p^2 est le rayon carré proton et le facteur 0.64 tient compte des effets de la taille finie (facteur de forme) de ce dernier.

La théorie de champ moyen relativiste avec la force effective NL3 donne des prédictions en très bon accord avec les résultats expérimentaux reliés aux propriétés fondamentales des noyaux dans leur état fondamental. Le succès de cette paramétrisation NL3 est illustré sur la figure III-2 où les variations du rayon carré moyen de charge prédits par cette force sont comparés aux résultats expérimentaux des noyaux de Nd, Sm, Gd, Dy, Er, et Yb. L'accord est très satisfaisant concernant les noyaux de Nd et Sm qui sont les plus proches de la région des noyaux de tellure. Cependant, l'accord devient moins bon pour les éléments de Z plus élevé.

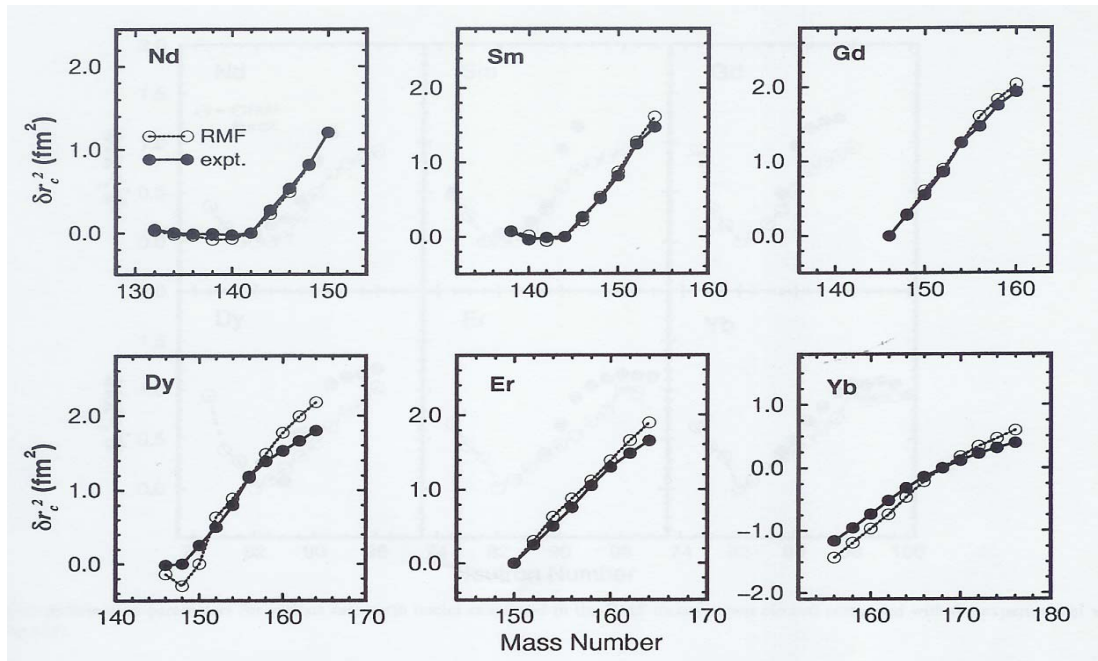


Figure III-2 : Variations des rayons carrés de charge calculés par le modèle de champ moyen relativiste avec force effective NL3 comparées aux valeurs expérimentales [Lal99].

1-3 Modèle au-delà du champ moyen (GCM-GOA)

Les noyaux auxquels on s'intéresse appartiennent à une région de noyaux caractérisés par des états Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) contraints à des déformations différentes (ψ^{CHFB}), ont des énergies proches vis-à-vis de l'intensité de l'interaction résiduelle entre les quasi-particules. Ainsi, pour bien caractériser l'état fondamental du noyau, il est

nécessaire de tenir compte de cette interaction résiduelle en adoptant pour fonction d'onde du système un mélange de configurations constitué d'états CHFB (Constraint Hartree-Fock-Bogoluibov) pris à différentes déformations. C'est ce qu'on appelle la méthode de la coordonnée génératrice (GCM). La fonction d'onde du système sera donc écrite pour une variable de déformation q :

$$\varphi = \int f(q) \psi_q^{CHFB} dq \quad (\text{III-1})$$

avec : ψ_q^{CHFB} est telle que : $\langle \psi_q^{CHFB} | \hat{Q} | \psi_q^{CHFB} \rangle = q$ où \hat{Q} est l'opérateur associé à la variable de déformation q , par exemple le moment quadrapolaire de masse.

La fonction de poids $f(q)$ est l'inconnue que l'on détermine en minimisant l'énergie du noyau :

$$\delta E_{\text{corrélée}} = \delta \frac{\langle \varphi | H | \varphi \rangle}{\langle \varphi | \varphi \rangle} = 0$$

Les équations obtenues dans ce cas sont les équations de Hill-Wheeler [Hil53].

La méthode de la coordonnée génératrice permet de déterminer la fonction d'onde de l'état fondamental des noyaux présentant une extension dans l'espace des formes, ainsi que son énergie. Il est important de noter qu'elle fournit également les excitations collectives (énergie et fonction d'onde) correspondant aux modes collectifs introduits dans la superposition III-1. La méthode fournit donc un ensemble d'états et un spectre d'énergies qui représentent l'état fondamental (corrélé) du noyau et ses excitations collectives.

- Les résultats de calculs "GCM-GOA" (GOA : Gaussian Overlap Approximation) présentés dans la partie 6 du chapitre III, ont été obtenus en calculant en premier lieu des solutions HFB avec contraintes à partir de l'interaction de Gogny D1S. Ces solutions CHFB ont été obtenues en appliquant un champ extérieur de contraintes représenté par les composantes du moment quadrapolaire de masse axial $q_0 = \langle \hat{Q}_{20} \rangle$ et triaxial $q_2 = \langle \hat{Q}_{22} \rangle$. Le premier opérateur agit sur l'allongement du noyau le long de l'axe intrinsèque oz et le second sur la déformation relative du noyau le long des axes ox et oy .

Dans ce calcul de coordonnées génératrices, les variables collectives considérées sont q_0 , q_2 et les trois angles d'Euler θ , φ , ψ définissant le repère intrinsèque par rapport au repère du laboratoire. Pour un tel problème à cinq variables (q_0 , q_2 , θ , φ , ψ), la résolution de l'équation intégrale de Hill-Wheeler III-1 devient lourde numériquement. Dans ces calculs, elle est réduite à une équation différentielle du type de Schrödinger, en introduisant l'approximation suivante :

- Le recouvrement des fonctions d'onde HFB à des déformations différentes est supposé sous forme gaussienne. C'est l'approximation du recouvrement gaussien (GOA : Gaussian Overlap Approximation).

Finalement, l'équation de Schrödinger dans l'espace collectif est résolue numériquement en utilisant les techniques d'expansion décrites dans [Lib99, Del06] en détail. Avec un tel jeu de variables collectives, le spectre obtenu est constitué d'états à bons moments angulaires décrivant la bande fondamentale et les bandes de vibration quadrupolaires.

Les propriétés de l'état fondamental (gs) des noyaux sont décrites par une densité de probabilité dans l'espace collectif $\rho_{gs}(q_0, q_2)$. Le rayon de charge de l'état fondamental s'écrit ici sous la forme :

$$r_c^{GCM-GOA} = \int_{\text{espace collectif}} \rho_{gs}(q_0, q_2) r_c^{CHFB} dq_0 dq_2$$

où r_c^{CHFB} est le rayon de charge déterminé par le calcul HFB avec contrainte à la déformation (q_0, q_2) .

2- Les moments nucléaires

Nous avons défini précédemment quelques modèles qui permettent de calculer les rayons de charge. Les valeurs de rayons carrés moyens de charge nous donnent accès aux informations reliées à la forme et la déformation des noyaux. Un autre moyen d'accéder à la forme des noyaux est la mesure du moment quadrupolaire électrique que nous allons définir dans ce qui suit. Nous présenterons aussi le formalisme définissant le moment dipolaire magnétique. Ce dernier nous permet d'accéder à la structure nucléaire des états fondamental et isomérique des noyaux

2-1 Le moment quadrupolaire électrique

Le moment quadrupolaire électrique est la mesure de l'extension de la distribution de charge nucléaire par rapport à la symétrie sphérique. L'opérateur moment quadrupolaire est défini comme [Boh75] :

$$q\hat{Q} = \int \rho(\vec{r}) r^2 (3 \cos^2 \theta - 1) d\tau$$

où $\rho(r)$ est la densité de charge du noyau et q la charge élémentaire.

Il représente l'élément de matrice diagonal du tenseur quadrupolaire électrique $\mathcal{M}(E2, \mu)$ défini par :

$$\mathcal{M}(E2, \nu) = \int \rho(\vec{r}) r^2 Y_{2\nu}(\theta, \varphi) d\tau$$

Soit :

$$q\hat{Q} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \mathcal{M}(E2, \nu = 0)$$

La valeur de l'opérateur quadrupolaire \hat{Q} estimée dans un état $|IM\rangle$ est appelée moment quadrupolaire spectroscopique Q_s ; moment quadrupolaire dans le référentiel du laboratoire :

$$qQ_s = \langle IM = I | q\hat{Q} | IM = I \rangle = \langle IM = I | \int \rho(\vec{r}) r^2 (3 \cos^2 \theta - 1) d\tau | IM = I \rangle$$

Soit :

$$qQ_s = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{1}{2I+1} \langle II20 | II \rangle \langle I || \mathcal{M}(E2) || I \rangle$$

M=I correspond à la valeur maximale du moment quadrupolaire spectroscopique observée. C'est cette quantité Q_s qu'on déduit des mesures de structure hyperfine.

L'estimation de l'opérateur \hat{Q} dans l'état $|K\rangle$ fournit le moment quadrupolaire électrique intrinsèque Q_0 ; moment dans le référentiel intrinsèque du noyau :

$$qQ_0 = \langle K | q\hat{Q} | K \rangle = \langle K | \int \rho(\vec{r}') r'^2 (3 \cos^2 \theta' - 1) d\tau' | K \rangle$$

En reliant le repère du laboratoire au repère intrinsèque on écrit [Boh75] :

$$\langle I || \mathcal{M}(E2) || I \rangle = \langle IK || \mathcal{M}(E2) || IK \rangle = \sqrt{2I+1} \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \langle IK20 | IK \rangle qQ_0$$

En remplaçant dans l'expression de Q_s :

$$Q_s = \langle IK20 | IK \rangle \langle II20 | II \rangle Q_0$$

En supposant que le noyau est à symétrie axiale, on obtient :

$$Q_s = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0 \quad (\text{III-2})$$

De cette dernière relation (III-2), il est évident que pour les noyaux à symétrie sphérique ($I=K=0$ ou $1/2$) le moment quadrupolaire spectroscopique est nul.

C'est la détermination du moment quadrupolaire intrinsèque qui nous renseigne sur la déformation :

$Q_0 = 0$, noyaux sphériques

$Q_0 > 0$, noyaux de forme allongée (prolate)

$Q_0 < 0$, noyaux de forme aplatie (oblate)

Le moment quadrupolaire intrinsèque des noyaux est relié à la probabilité de transition réduite E2 des raies γ entre deux états, $B(E2)$ qui s'écrit :

$$B(E2, I_1 \rightarrow I_2) = \sum_{\nu, M_2} \left| \langle I_2 M_2 | \mathcal{M}(E2, \nu) | I_1 M_1 \rangle \right|^2$$

$$B(E2, I_1 \rightarrow I_2) = \frac{1}{2I_1 + 1} \left| \langle I_2 | \mathcal{M}(E2, \nu) | I_2 \rangle \right|^2$$

$$B(E2, I_1 \rightarrow I_2) = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} e^2 Q_0^2 |\langle I_1 K 20 | I_2 K \rangle|^2$$

Nous utilisons parfois ces valeurs quand elles sont disponibles pour calculer les moments quadrupolaires intrinsèques et les comparer à ceux qu'on mesure à partir de la structure hyperfine.

La détermination du moment quadrupolaire intrinsèque nous permet de définir la déformation des noyaux et le signe de cette dernière à travers le paramètre de déformation β [Löb70] :

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R_0^2 \beta \left(1 + \frac{1}{8} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta + \dots \right) \quad (\text{III-3})$$

où $R_0 = 1,2 A^{1/3} \text{ fm}$

Nous définirons dans la partie 4 de ce chapitre la structure hyperfine et comment la mesure de cette dernière nous donne accès aux moments magnétiques et quadrupolaires électriques.

2-2 Le moment dipolaire magnétique

Le moment magnétique d'un noyau μ_I est proportionnel à son moment angulaire total \vec{I} son expression est :

$$\vec{\mu}_I = g_I \mu_N \vec{I}$$

Pour les noyaux pairs-pairs le moment angulaire total I est nul ainsi que le moment magnétique correspondant. Dans les autres noyaux, le moment angulaire total et le moment nucléaire sont uniquement dus au nucléon non apparié. Ainsi, la détermination du moment magnétique du noyau nous renseigne sur la structure du noyau à travers ce nucléon non apparié (état neutron ou proton) et l'influence de l'orbitale qu'il occupe.

Les noyaux auxquels nous nous intéressons sont des noyaux quasi sphériques. C'est pour cette raison que nous avons opté pour le **modèle de Schmidt** [Sch37]. En effet, dans ce modèle le moment magnétique μ_I est calculé en considérant un nucléon non apparié se déplaçant dans un champ moyen de potentiel sphérique. En notant s et l le spin et le moment angulaire orbital du nucléon nous avons :

$$\mu_I = \mu_N [s g_s \cos(\vec{s}, \vec{I}) + l g_l \cos(\vec{l}, \vec{I})]$$

avec g_s et g_l les facteurs gyromagnétiques de spin et de moment angulaire orbital respectivement. Ainsi, le facteur gyromagnétique total est :

$$g_I = \frac{\vec{s}}{I} g_s \cos(\vec{s}, \vec{I}) + \frac{\vec{l}}{I} g_l \cos(\vec{l}, \vec{I})$$

En utilisant le produit scalaire on obtient :

$$g_I = g_s \frac{\vec{s} \cdot \vec{I}}{I^2} + g_\ell \frac{\vec{\ell} \cdot \vec{I}}{I^2}$$

En prenant les valeurs propres de ces opérateurs on obtient :

$$g_I = g_s \frac{I(I+1) + s(s+1) - \ell(\ell+1)}{2I(I+1)} + g_\ell \frac{I(I+1) + \ell(\ell+1) - s(s+1)}{2I(I+1)}$$

Dans le cas où $I = \ell + 1/2$; s et ℓ parallèles :

$$\mu_I = \mu_N \left[\frac{1}{2} g_s + \ell g_\ell \right]$$

et dans le cas où $I = \ell - 1/2$; s et ℓ antiparallèles :

$$\mu_I = \mu_N \left[-\frac{1}{2} g_s \frac{2\ell-1}{2\ell+1} + g_\ell \frac{(\ell+1)(2\ell-1)}{2\ell+1} \right]$$

De manière générale, on utilise l'expression :

$$\mu_I = \mu_N I g_I = I \left[g_\ell \pm \frac{1}{2\ell+1} (g_s - g_\ell) \right]$$

avec $I = \ell \pm 1/2$. Le signe + correspond à $I = \ell + 1/2$ et le signe - à $I = \ell - 1/2$.

Pour un proton célibataire : $g_s = \frac{2\mu_p}{\mu_N} = +5,586$ et $g_\ell = 1$

Pour un neutron célibataire : $g_s = \frac{2\mu_n}{\mu_N} = -3,826$ et $g_\ell = 0$

Les valeurs du moment magnétique calculées par ce modèle se répartissent sur deux lignes qu'on appelle les lignes de Schmidt et elles correspondent aux couches $I = \ell + 1/2$ et $I = \ell - 1/2$. Les moments magnétiques expérimentaux μ_I ne tombent pas sur les valeurs exactes prévues par ce modèle mais ils sont compris entre les deux lignes de Schmidt. Les figures III-3 et III-4 montrent les limites de Schmidt dans le cas d'un proton célibataire et d'un neutron célibataire ainsi que quelques moments d'éléments compris entre ces deux lignes.

Nous avons utilisé les modèles décrits plus haut comme base de comparaison aux valeurs de rayons carrés moyens de charge, de moments quadripolaires électriques et de moments magnétiques des isotopes de tellure que nous avons mesurés expérimentalement. Nous avons extrait la variation du rayon carré moyen de charge mesurée à partir du déplacement isotopique et les moments nucléaires à partir de la structure hyperfine. Dans la partie 4 de ce chapitre nous définirons ce qu'est le déplacement isotopique et la structure hyperfine, mais avant cela nous allons montrer l'intérêt de l'étude des noyaux de tellure.

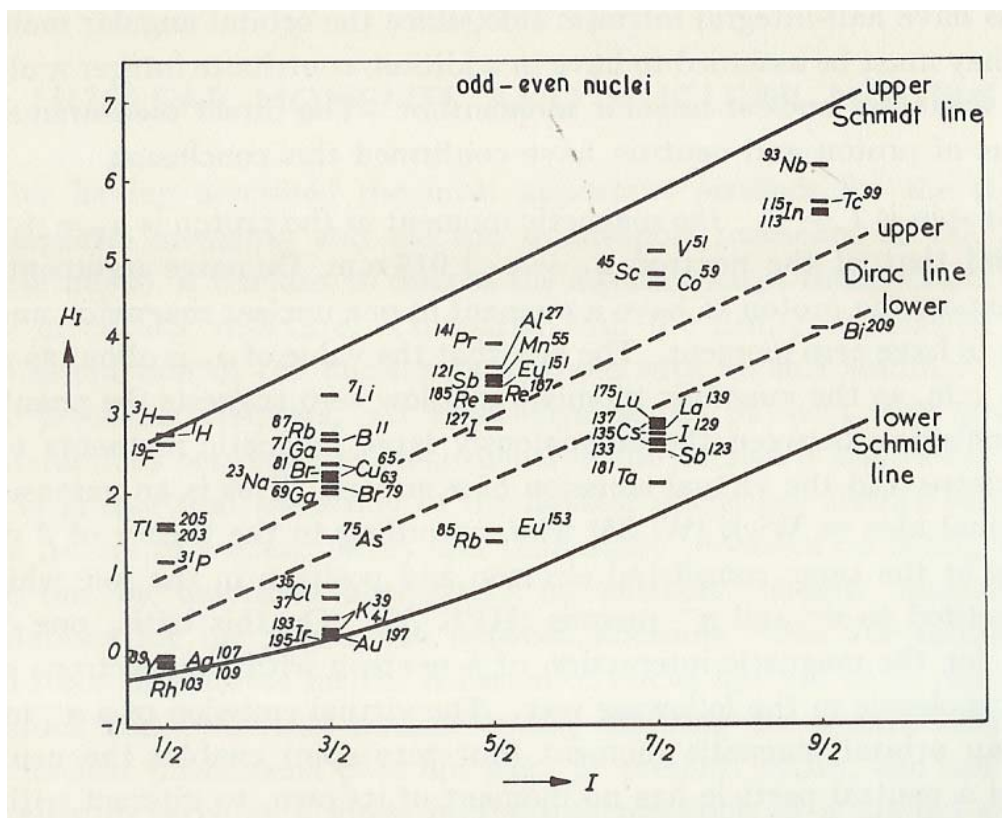


Figure III-3 : Les lignes de Schmidt dans le cas d'un proton célibataire.

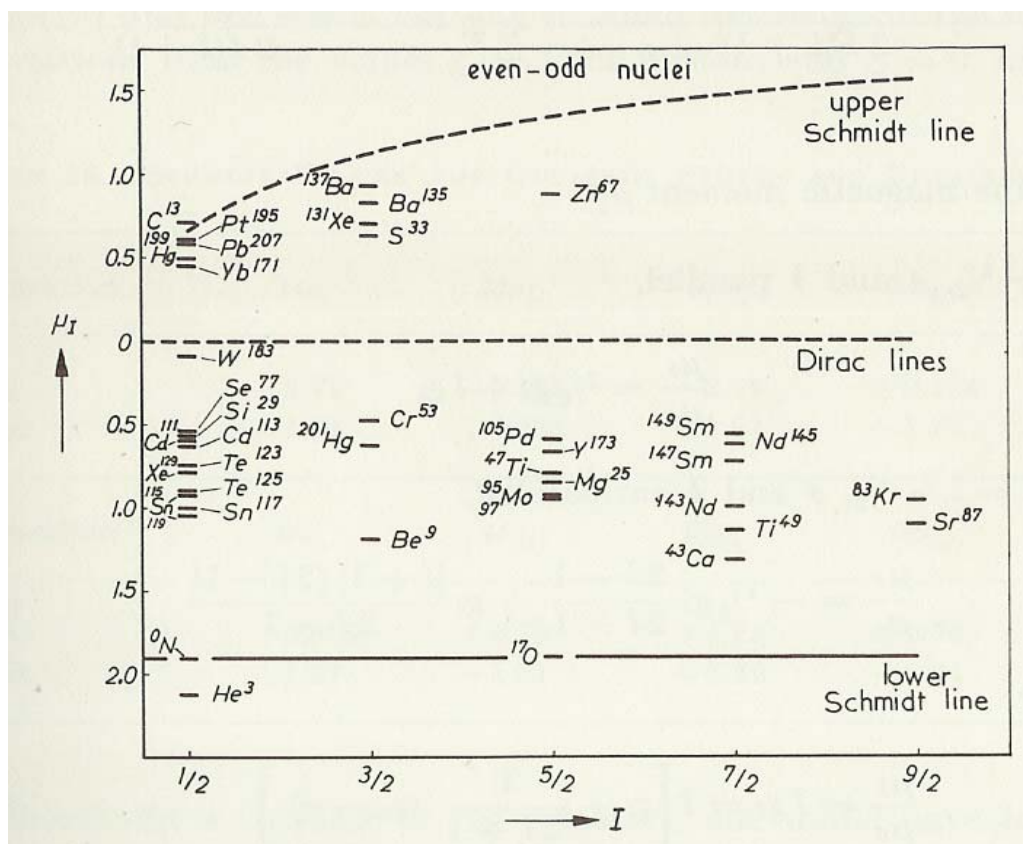


Figure III-4 : Les lignes de Schmidt dans le cas d'un neutron non apparié.

3- Intérêt de la région des tellures

Nous présenterons dans ce qui suit un résumé des propriétés des noyaux voisins des noyaux de tellure ainsi que leurs comportements aux alentours des deux fermetures de couches à $N = 82$ et $Z = 50$. Ce bref aperçu définira nos attentes sur les noyaux de tellure et l'apport de leur étude dans la compréhension du comportement nucléaire dans cette région de masse. Nous allons décrire ces noyaux suivant deux axes importants : la variation des rayons de charge et les valeurs des moments nucléaires.

a- Variation du rayon carré moyen de charge et déformation :

Sur la figure III-5 sont représentées les variations des rayons carrés moyens de charge de différents éléments allant de $Z = 62$ (Sm) à $Z = 54$ (Xe). Les données sont issues des références [Wel88, Lec78, Lec79, Rou01, Ans86, Ebe87, Bor89, Thi81, Mue83, Let92]. Cette figure montre un changement de pente pour chaque élément au niveau du nombre magique $N = 82$. Jusqu'à $N = 82$, la variation du rayon carré moyen de charge est pratiquement constante. Après $N = 82$, la variation du rayon carré moyen de charge augmente rapidement.

En d'autres termes, les noyaux sont légèrement déformés avant le nombre magique $N = 82$. Cette déformation diminue au fur et à mesure qu'on arrive à la fermeture de couche $N = 82$ où les noyaux sont sphériques. Au-delà de $N = 82$, les noyaux sont déformés également et ceci se traduit par une augmentation du rayon de charge.

Aussi, nous remarquons que la pente des $\delta\langle r^2 \rangle$ est différent avant et après $N = 82$. Avant $N = 82$, la variation de déformation est beaucoup plus prononcée pour les noyaux de Sm et Nd que pour les noyaux de Xe et Cs. Cela vient du fait qu'on s'éloigne de la région $Z = 50$ où les noyaux sont magiques et ainsi sphériques. Au-delà de $N = 82$, la pente est la même pour tous les éléments ce qui veut dire qu'ils sont déformés de la même manière. Plus on s'approche de la région magique $N = 82$ et $Z = 50$ et plus les noyaux sont rigides et difficiles à déformer.

Ce comportement relatif à la déformation est présent pour tous les noyaux. Cependant, nous ne pouvons confirmer ce changement de pente en dessous de $Z = 54$ (Xe) c'est-à-dire en s'approchant du nombre magique $Z = 50$. La question qu'on peut se poser est : est ce que ce changement de pente existe en dessous de $Z = 54$ et si oui est ce que cette rupture de pente est importante (déformations importantes). Pour répondre à cette question nous avons choisi d'étudier les noyaux de tellure au passage de la couche magique $N = 82$. Avec un $Z = 52$ ces noyaux sont juste entre $Z = 50$ et $Z = 54$. Ainsi, en étudiant ces isotopes nous allons compléter les données existantes qui se limitent pour l'instant aux rayons carrés moyens de charge des isotopes stables (voir figure III-5). Ces valeurs de rayons ont été déterminées à partir des mesures sur les atomes muoniques [She88] pour les isotopes stables $^{124-130}\text{Te}$ et par spectroscopie laser pour $^{120, 122}\text{Te}$ [Lec78 et Lec79]. Dans le tableau III-4 sont présentées les valeurs des rayons moyens de charge tirées des travaux de Shera et al.[She88].

En complétant les données existantes sur les noyaux de tellure stables, nous allons déterminer si la rupture de pente du rayon de charge à $N = 82$ existe ou non pour ces isotopes. Pour cette raison, nous avons étudié les noyaux de tellure sur une longue chaîne isotopique allant des noyaux stables jusqu'aux riches en neutrons au-delà de $N = 82$.

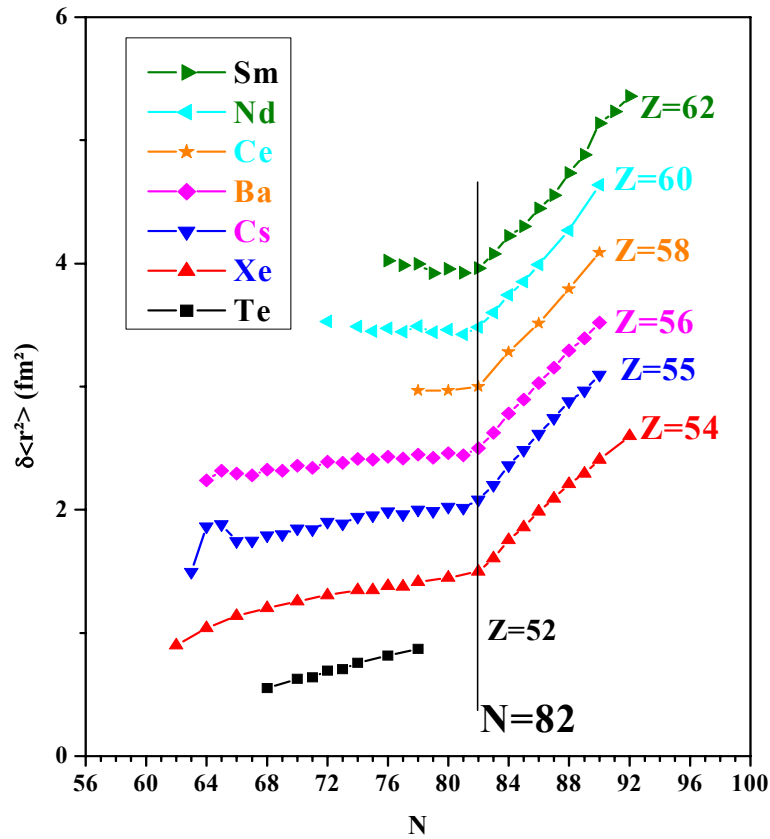


Figure III-5 : Variation du rayon carré moyen de charge $\delta\langle r^2 \rangle$ des éléments dans la région des tellures.

A	$\langle r^2 \rangle^{1/2} [fm]$
120	4,705
122	4,713
123	$4,7142 \pm 0,0005$
124	$4,7202 \pm 0,0005$
125	$4,7213 \pm 0,0004$
126	$4,7269 \pm 0,0004$
128	$4,7331 \pm 0,0004$
130	$4,7388 \pm 0,0005$

Tableau III-4 : Valeurs des rayons carrés moyens de charge des isotopes de Te déterminées par des mesures sur les atomes muoniques et le déplacement isotopique.

b- Les moments nucléaires :

L'autre intérêt relatif à l'étude des isotopes de tellure est la détermination des moments nucléaires des noyaux impairs. D'une part, comme la variation du rayon carré moyen de charge, la détermination du moment quadropolaire électrique nous informe sur la déformation des noyaux. D'autre part, la détermination du moment

magnétique des noyaux nous permet de déterminer la configuration nucléaire de leur état fondamental et/ou isomérique. Dans le tableau III-5 sont résumés certaines des propriétés des différents isotopes que l'on veut mesurer avec leur durée de vie ainsi que leurs valeurs de spin, moment magnétique et moment quadrupolaire spectroscopiques déjà connus.

<i>A</i>	<i>T</i> _{1/2}	<i>I</i> ^π	<i>μ</i> [<i>μ</i> _N]	<i>Q</i> _s [<i>B</i>]
135	19 s	(7/2-)		
133 g	12,5 m	(3/2+)		
133 m	55,4 m	(11/2-)	1,129(7)	
131 g	25 m	3/2+	0,696(9) [<i>Gee79</i>]	
131 m	30h	11/2-	-1,04 (4) [<i>Lhe75</i>]	
129 g	69,6 m	3/2+	0,702(4) [<i>Gee79</i>]	0,055(13) [<i>Ber87</i>]
129 m	33,6 j	11/2-	-1,091(7) [<i>Gee80</i>]	
127 g	9,35 h	3/2+	+0,635(4) [<i>Gee79</i>]	
127 m	109 j	11/2-	-1,041(6) [<i>Gee80</i>]	
125 g	Stable	1/2+	-0,8885051(4) [<i>Wea53</i>]	
125 m	57,4 j	11/2-	-0,985(6) [<i>Gee80</i>]	-0,06(2) [<i>Ber87</i>]
123 g	> 10 ¹³ an	1/2+	-0,7369478(8) [<i>Wea53</i>]	
123 m	119,7 j	11/2-	-0,927(8) [<i>Nis87</i>]	

Tableau III-5 : Les données existantes sur les isotopes de Te : durée de vie, spin, moment magnétique et moment quadrupolaire.

Les moments magnétiques des isotopes ^{133m-123m}Te ont déjà été mesurés avec une bonne précision. Néanmoins, l'expérience de spectroscopie laser que nous avons effectuée nous permettra de déterminer les moments des isotopes ^{135, 133g}Te et le signe des moments magnétiques des isotopes ^{133m, 131g, 129g}Te. Les moments quadrupolaires des isotopes de Te ne sont pas connus excepté pour ^{129g, 125m}Te. Ces valeurs ont été obtenues avec une précision avoisinant les ~ 30%. Ainsi, nos mesures vont nous permettre de compléter ce tableau III-5.

En résumé, nous avons défini le rayon carré moyen de charge, le moment quadrupolaire électrique et le moment magnétique par l'intermédiaire de modèles théoriques appliqués aux calculs de ces grandeurs. Nous avons par la suite décrit la région de masse des isotopes de tellure qui est riche en phénomènes liés à la forme et la déformation ainsi que le lien entre ces phénomènes et les trois grandeurs physiques citées précédemment. Dans ce qui suit nous allons montrer comment on peut extraire la variation du rayon carré moyen de charge du déplacement isotopique et les moments nucléaires de la structure hyperfine.

4- Les outils de physique atomique

Dans un atome, l'énergie des électrons est due à plusieurs contributions : l'interaction Coulombienne, les interactions magnétique et électrostatique et une partie cinétique. L'interaction des électrons entre eux est responsable de la structure fine tandis que leur

interaction avec le noyau provoque la structure hyperfine qui résulte de la levée de dégénérescence de la structure fine.

4-1 La structure hyperfine :

Quand on observe la structure fine, le noyau est considéré comme un point matériel de masse m et de charge Ze . En réalité, le noyau possède un spin \vec{I} associé au moment magnétique $\vec{\mu}_I$ de ce dernier. Ainsi, l'électron se déplace dans le champ électrostatique du noyau et dans le champ magnétique créé par le moment magnétique de celui-ci. Le mouvement des électrons crée un champ magnétique \vec{H}_0 au centre du noyau qui est proportionnel au moment cinétique de l'atome \vec{J} . Cette interaction du noyau avec le cortège électronique va lever la dégénérescence des niveaux de structure fine. Apparaîtra alors la *structure hyperfine* et les niveaux hyperfins seront caractérisés par le nombre quantique F tel que : $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$ ($|I - J| \leq F \leq |I + J|$).

D'autre part, l'extension spatiale de la charge apporte une correction à l'énergie coulombienne et les niveaux hyperfins seront déplacés en énergie d'une quantité proportionnelle au produit $Q_s dV$ où Q_s est le moment quadrupolaire du noyau et dV le gradient de champ électrique produit par les électrons au niveau du noyau.

4-1-1 L'interaction dipolaire magnétique

L'énergie d'interaction magnétique entre le noyau et les électrons est exprimée en terme de densité de courant électronique $\vec{\eta}$ et de potentiel vecteur nucléaire \vec{A} [Kop58] :

$$V_{\text{magn}} = - \int \vec{A} \cdot \vec{\eta} d\tau$$

\vec{A} peut être développé en puissance de $1/r$ et il devient en première approximation le potentiel vecteur nucléaire d'un point magnétique :

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{\mu}_I \wedge \vec{r}}{r^3}$$

Ainsi,

$$V_{\text{magn}} = - \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{(\vec{\mu}_I \wedge \vec{r}) \cdot \vec{\eta}}{r^3} d\tau = - \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{\mu}_I \cdot (\vec{r} \wedge \vec{\eta})}{r^3} d\tau$$

La quantité $\frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{r} \wedge \vec{\eta}}{r^3} d\tau$ représente le champ magnétique $\vec{H}(0)$ créé par le mouvement des électrons au centre du noyau. L'énergie d'interaction magnétique devient :

$$V_{\text{magn}} = -\vec{\mu}_I \cdot \vec{H}(0) = -\mu_I \cdot H(0) \cos(\vec{\mu}_I, \vec{H}(0)) \quad (\text{III-4})$$

Le champ magnétique $\vec{H}(0)$ est proportionnel au spin atomique \vec{J} . Le moment magnétique $\vec{\mu}_I$ est proportionnel au spin nucléaire \vec{I} . En développant $\vec{H}(0)$ et $\vec{\mu}_I$ sur la base (\vec{I}, \vec{J}) on obtient :

$$\cos(\vec{\mu}_I, \vec{H}(0)) = \cos(\vec{I}, \vec{J}) = \frac{F^2 - I^2 - J^2}{2IJ}$$

Où $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$ est le spin total de l'atome résultant du couplage du spin nucléaire \vec{I} et du spin de l'état électronique \vec{J} .

L'équation (III-4) devient :

$$V_{\text{magn}} = \frac{\mu_I \bar{H}(0) [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]}{2IJ}$$

En posant :

$$C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$$

$$\text{et } A = \frac{\mu_I \bar{H}(0)}{IJ} \quad (\text{III-5})$$

On obtient l'expression finale de l'énergie d'interaction magnétique :

$$V_{\text{magn}} = \frac{AC}{2}$$

où A est la constante magnétique de structure hyperfine.

Ainsi on lève la dégénérescence des niveaux J en plusieurs sous niveaux F ($|I - J| \leq F \leq |I + J|$) qui seront au nombre de $(2J + 1)$ si $I \geq J$ et de $(2I + 1)$ si $J \geq I$. Sur la figure III-6 est illustré un exemple de sous niveaux hyperfins.

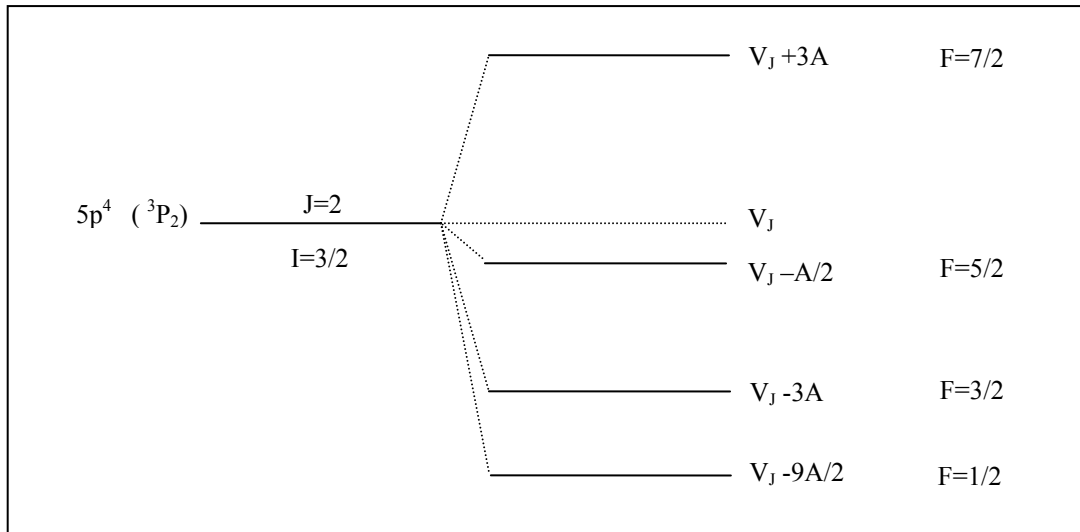


Figure III-6 : Structure hyperfine d'un niveau $J = 2$ et un spin nucléaire $I = 3/2$ en tenant compte de l'interaction magnétique uniquement.

Notre but est la détermination des moments magnétiques des noyaux. La quantité mesurable expérimentalement par spectroscopie laser est la constante de structure hyperfine magnétique A , ce qui nous contraint à connaître $\overline{H(0)}$. Ce dernier peut être déterminé de deux manières différentes :

- Par le calcul : $\overline{H(0)} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\mu_B}{h} \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle_{nl}$ où $\left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle_{nl}$ est l'intégrale radiale de l'électron se déplaçant dans le champ créé par le noyau. Il s'agit de développer ce terme sur toutes les configurations e⁻-trou du niveau atomique. Ce calcul est extrêmement difficile excepté pour les électrons de la couche s [Büt77].
- Expérimentalement : où il sera déduit à partir de la mesure expérimentale de la constante A de la structure hyperfine d'un isotope dont le moment magnétique est connu avec précision.

Ceci suppose que le champ magnétique $\overline{H(0)}$ est constant sur une chaîne isotopique (puisque'il ne dépend que du cortège électronique), ce qui n'est pas toujours vrai si on ne considère plus le noyau comme un point magnétique mais comme une distribution qui s'étend sur tout le volume du noyau. De ce fait, l'électron percevra cette distribution différemment d'un isotope à un autre. C'est ce qu'on appelle l'anomalie hyperfine [Boh50].

- L'anomalie hyperfine :

L'anomalie hyperfine [Boh50] a été observée pour les atomes lourds où le rapport des constantes de structure hyperfine A de deux isotopes n'était plus en accord avec le rapport de leurs moments magnétiques. En d'autres termes le champ $\overline{H(0)}$ n'est pas le même pour tout les isotopes. Cela vient du fait que la distribution magnétique s'étend sur tout le volume du noyau. Ainsi, un terme correctif a été introduit tel que :

$$A = A_0(1 + \varepsilon)$$

Où A_0 est la constante de structure hyperfine pour un noyau ponctuel et définie en (III-5).

Pour deux isotopes différents on peut écrire :

$$\mu_1 = \frac{A_1}{(1 + \varepsilon_1)\overline{H(0)}} (I_1 J)$$

$$\mu_2 = \frac{A_2}{(1 + \varepsilon_2)\overline{H(0)}} (I_2 J)$$

Si on veut déterminer le moment magnétique μ_2 de l'isotope 2 à partir du moment magnétique μ_1 et la constante A_1 de l'isotope 1 :

$$\mu_2 = \frac{A_2}{A_1} \frac{1 + \varepsilon_1}{1 + \varepsilon_2} \frac{I_2}{I_1} \mu_1$$

Un développement limité donne : $\frac{1 + \varepsilon_1}{1 + \varepsilon_2} \approx 1 + \varepsilon_1 - \varepsilon_2 \equiv 1 + {}^1\Delta^2$

Où ${}^1\Delta^2$ est l'anomalie hyperfine entre deux isotopes. Elle est de l'ordre du % aux alentours des masses 200 et de l'ordre du millièème aux environs des masses 100. C'est pour cette raison que nous considérons l'anomalie hyperfine négligeable pour les isotopes de tellure.

4-1-2- L'interaction quadrupolaire électrostatique

L'énergie électrostatique due à l'extension spatiale de la charge nucléaire s'écrit comme la différence entre l'énergie d'interaction cortège électronique-noyau et l'énergie coulombienne [Kop58] :

$$V_{el} = e \int \rho_n \phi_e d\tau - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho_e d\tau}{r}$$

Où : ρ_n est la densité de charge nucléaire,
 ρ_e est la densité de charge du cortège électronique
et ϕ_e le potentiel électrostatique du cortège électronique

V_{el} se développe en plusieurs termes multipolaires dont un terme dipolaire nul car les noyaux n'ont pas de moment dipolaire électrique ainsi que tous les moments d'ordre impair, à cause de la symétrie du noyau par rapport à son plan équatorial [Kop58], et un terme quadrupolaire représentant l'interaction du moment quadrupolaire du noyau Q_s avec le gradient de champ électrique.

On obtient l'énergie électrostatique [Kop58] :

$$V_{el} = \frac{eQ_s \overline{\phi_{ZZ}(0)}}{4} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right) \quad (\text{III-6})$$

$\overline{\phi_{ZZ}(0)}$ est le gradient de champ créé par le mouvement des électrons au centre du noyau suivant oz et θ l'angle entre l'axe d'inertie du noyau \vec{I} et celui du cortège électronique \vec{J} .
L'équation (III-6) devient :

$$V_{el} = \frac{eQ_s \overline{\phi_{JJ}(0)}}{4} \left(\frac{3}{2} \cos^2(\vec{I}, \vec{J}) - \frac{1}{2} \right)$$

En utilisant le spin total F pour le calcul des énergies, on obtient :

$$V_{el} = eQ_s \overline{\phi_{JJ}(0)} \frac{3/2C(C+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{4I(2I-1)J(2J-1)}$$

Avec $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$

La quantité $B = eQ_s \overline{\phi_{JJ}(0)}$ sera la constante électrostatique de structure hyperfine où Q_s est le moment quadrupolaire électrostatique défini comme suit [Kop58] :

$$eQ_s = e \int r^2 (3 \cos^2 \theta - 1) \rho_n d\tau$$

Ici Q_s a la dimension d'une surface et c'est la mesure de la déviation de la distribution de charge par rapport à la symétrie sphérique. Nous avons montré dans la partie 2-1 de ce chapitre que le moment quadrupolaire spectroscopique Q_s est relié au moment quadrupolaire intrinsèque Q_0 (équation III-2). Ce dernier est relié au paramètre de déformation β (équation III-3). La mesure du moment quadrupolaire est ainsi importante car elle nous renseigne sur la déformation des noyaux et leur forme.

Pour déterminer Q_s à partir de la mesure expérimentale de B nous devons connaître $\overline{\phi_{JJ}(0)}$. Comme pour la partie magnétique, $\overline{\phi_{JJ}(0)}$ peut être calculé de deux manières : par des méthodes de calcul semi-empiriques à partir de la structure fine de l'état fondamental, ou bien déduit expérimentalement.

- **Calcul théorique de $\overline{\phi_{JJ}(0)}$:**

Classiquement, le potentiel électrostatique à l'origine du noyau pour une distribution de charge ρ_e s'écrit [Kop58] :

$$\phi(0) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} e \int \frac{\rho_e d\tau}{r}$$

Un développement quantique de cette équation donne :

$$\overline{\phi_{JJ}(0)} = \pm \frac{2j-1}{2j+1} \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle_{nl} R_r(l, j), \quad j = l \pm 1/2 \quad (\text{III-7})$$

Le signe \pm provient du fait qu'il s'agit soit d'un électron soit d'un trou.

$R_r(l, j)$ est une correction relativiste.

$\left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle_{nl}$ est l'intégrale radiale de l'électron dans l'atome et dépend donc de la structure fine de la sous couche de l'état fondamental. Elle est donnée par l'équation [Kop58] :

$$\left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle = \frac{4\pi\delta W^0}{2\mu_0\mu_B^2(l+1/2)Z_i H_f(l, Z_i)} \quad (\text{III-8})$$

$\delta W^0 = {}^3L_{l+1} - {}^3L_{l-1}$ est l'énergie de structure fine de la sous couche de l'état fondamental

Z_i est la charge nucléaire effective vue par l'électron et donc dépend de l'orbite sur laquelle il se situe [Bar54] :

$l = 0 : Z_i = Z$

$l = 1 : Z_i = Z-4$

$$l = 2 : Z_i = Z - 11$$

$H_r(l, Z_i)$ est une correction relativiste

- **Détermination expérimentale de $\overline{\phi_{JJ}(0)}$:**

Expérimentalement, on peut déduire $\overline{\phi_{JJ}(0)}$ à partir de la mesure de l'énergie V_{el} d'un isotope dont le moment quadrupolaire est bien connu. Ceci suppose qu'on considère $\overline{\phi_{JJ}(0)}$ constant sur une chaîne isotopique car il ne dépend que du cortège électronique. Ce qui n'est pas tout à fait vrai car il apparaît un effet appelé *effet Sternheimer*.

- *Effet Sternheimer :*

Cet effet est dû à la présence des électrons s et $p_{1/2}$ qui écrantent le moment quadrupolaire Q_s vu par les autres électrons utilisés dans la transition atomique. C'est-à-dire que le moment quadrupolaire du noyau vu par le cortège électronique va modifier la distribution de charge des électrons qui se traduit par l'apparition d'un moment quadrupolaire induit dans les couches électroniques. L'interaction électrostatique contient donc une contribution de l'interaction des électrons de valence avec ce moment induit. Une correction calculée semi empiriquement est alors introduite [Ste67] :

$$B = B_0(1 - R)$$

Où B_0 est la constante de structure hyperfine électrostatique sans l'effet d'écran.

En tenant compte de cet effet, les moments spectroscopiques mesurés seront corrigés d'un facteur C tel que :

$$eQ_s = C \frac{B}{\overline{\phi_{JJ}(0)}}$$

avec, $C = \frac{1}{1 - R}$

Cet effet diminue ou augmente la valeur du moment quadrupolaire de 1 à 10% et est de toutes les façons inférieur à l'erreur commise sur les mesures de Q_s par spectroscopie laser. Il sera négligé dans les isotopes de tellure.

4-1-2 Les transitions hyperfines

En résumé, l'énergie totale d'un niveau hyperfin est donnée par l'expression :

$$W = W_J + \frac{AC}{2} + B \frac{3/2C(C+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{4I(2I-1)J(2J-1)}$$

$$C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$$

$$A = \frac{\mu_I \overline{H(0)}}{IJ}$$

$$B = eQ_s \overline{\phi_{JJ}}(0)$$

Dans cette expression de l'énergie totale, la partie électrique a été établie en supposant une distribution axiale de la densité électronique. De ce fait, le terme électrique s'annule si $J = 0$ ou $1/2$. De plus, il n'y a pas de structure hyperfine pour une distribution sphérique de la charge nucléaire ($I = 0$ et $I = 1/2$).

Un exemple de structure hyperfine est donné dans la figure III-7 pour un noyau de spin atomique $J = 2$ et un spin nucléaire $I = 3/2$.

Entre ces niveaux hyperfins F il peut y avoir deux types de transitions :

- Les transitions dipolaires électriques qui ont lieu entre différents multiplets hyperfins,
- Les transitions magnétiques dipolaires qui ont lieu à l'intérieur d'un multiplet.

Pour ces transitions la règle de sélection est la même soit :

$$\Delta F = 0, \pm 1 \text{ avec la transition } F = 0 \rightarrow F' = 0 \text{ interdite}$$

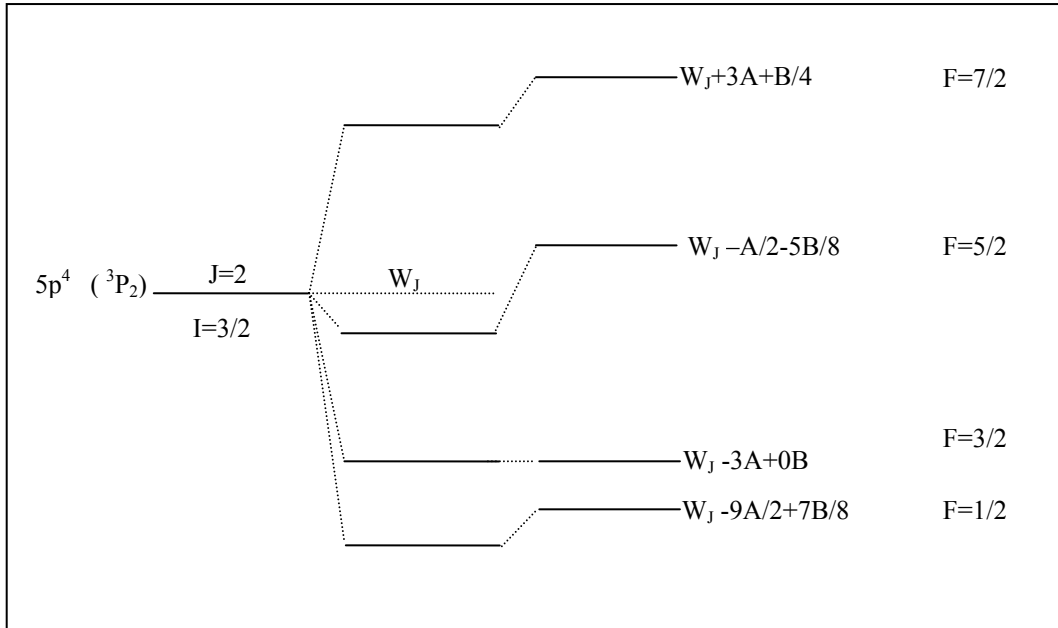


Figure III-7 : Structure hyperfine d'un niveau de spin $J = 2$ et $I = 3/2$ en tenant compte de l'interaction magnétique et électrostatique.

Expérimentalement on observe les transitions entre les niveaux de deux multiplets hyperfins. Ainsi, pour déterminer les constantes de structure hyperfine A et B pour l'état fondamental et A' et B' pour l'état excité, il est nécessaire d'identifier ces transitions hyperfines observées. Chaque transition hyperfine sera donc identifiée par son intensité relative qui est fonction de F , I et J . Ces intensités sont calculées par la méthode de Russel et Saunders [Whi33] dont une partie est tabulée dans [Kop58]. La somme des intensités de toutes les transitions $J \rightarrow J'$ issues d'un même niveau hyperfin F du multiplet J est

proportionnelle au poids statistique de ce niveau : $2F + 1$. De la même manière, la somme des intensités de toutes les transitions $J \rightarrow J'$ qui aboutissent au même niveau hyperfin F' du multiplet J' est proportionnelle à $2F' + 1$.

Sur la figure III-8 est illustré un exemple de transitions hyperfines entre deux multiplets $J = 2$ et $J' = 1$ pour un spin nucléaire $I = 3/2$ avec les intensités relatives de chaque transition.

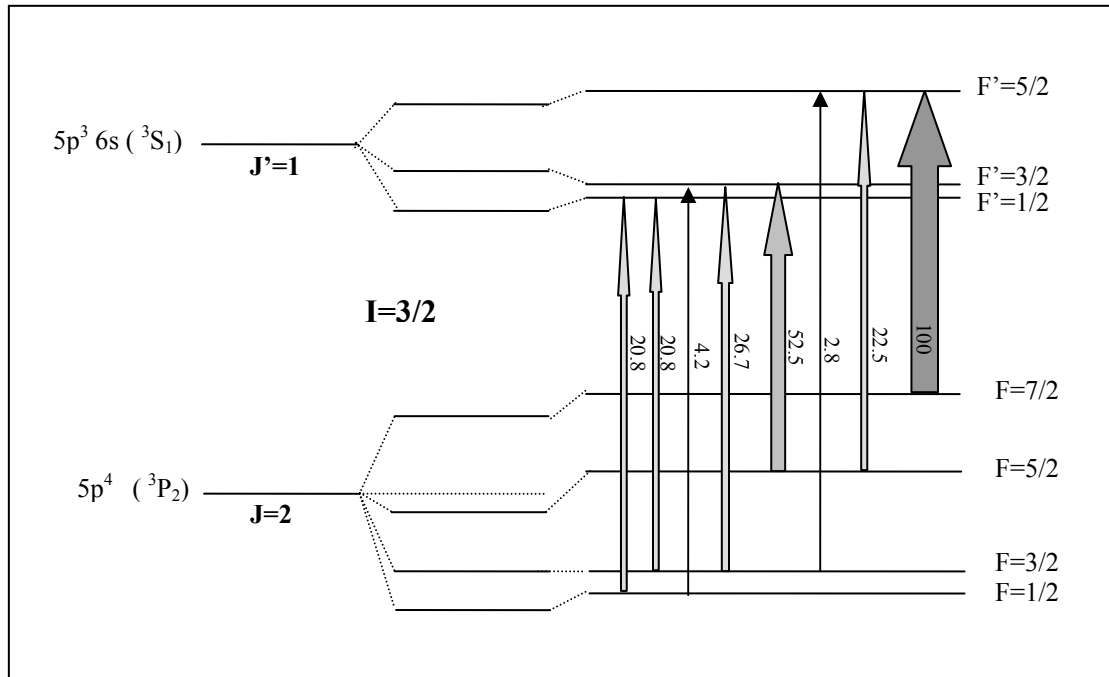


Figure III-8 : Schéma de transitions hyperfines entre deux multiplets avec leurs intensités relatives.

4-2- Le déplacement isotopique

Chaque atome est caractérisé par ses niveaux atomiques décrits par leurs nombres quantiques (moments angulaires) et leur énergie. Ces niveaux d'énergie sont différents d'un isotope à un autre et c'est la différence en énergie entre isotopes qu'on appelle déplacement isotopique c'est-à-dire le déplacement du centre de gravité de la structure hyperfine d'un isotope à un autre pour un même élément. Le centre de gravité de la structure hyperfine est confondu avec le niveau de structure fine et reste inchangé lors de la levée de dégénérescence.

Le déplacement isotopique est dû à deux contributions :

- Le déplacement isotopique de masse dû à la variation de l'énergie cinétique de l'atome d'un isotope à un autre
- Le déplacement isotopique de volume dû à l'extension de la distribution de charge nucléaire.

4-2-1- Le déplacement isotopique de masse

Il est dû à deux contributions : la première vient de l'interaction de l'électron de la transition avec le noyau qui va changer la masse réduite de l'atome et c'est ce qu'on appelle *effet normal de masse*. La deuxième vient des effets de corrélation entre le cortège électronique, l'électron et le noyau et c'est l'*effet spécifique de masse* [Kin84].

Soit l'énergie cinétique totale du cortège électronique :

$$E_{Ce} = \sum_{i=1}^Z \frac{P_i^2}{2m_e}$$

Où \vec{P}_i représentent les impulsions des différents électrons.

L'énergie cinétique du noyau s'écrit :

$$E_{CN} = \frac{P_N^2}{2M_N}$$

La quantité de mouvement totale de l'atome est nulle dans le système de centre de masse :

$$P_N + \sum_{i=1}^Z P_i = 0$$

L'énergie cinétique du noyau devient :

$$E_{CN} = \frac{1}{2M_N} \left(\sum_{i=1}^Z P_i \right)^2 = \frac{1}{M_N} \left(\sum_{i=1}^Z \frac{P_i^2}{2} + \sum_{i \neq k} \frac{P_i \cdot P_k}{2} \right)$$

L'énergie cinétique totale s'écrit comme :

$$E_{Ctot} = E_{Ce} + \frac{m_e}{M_N} E_{Ce} + \sum_{i \neq k} \frac{P_i \cdot P_k}{2M_N}$$

$$E_{Ctot} = \sum_{i=1}^Z \frac{P_i^2}{2m_A} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq k} \frac{P_i \cdot P_k}{M_N}$$

où m_A est la masse réduite de l'atome $\left(\frac{1}{m_A} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{M_N} \right)$.

Le premier terme représente l'effet normal de masse et le second l'effet spécifique de masse.

a- *Effet normal de masse*

Cet effet vient de l'interaction électron-noyau due au changement de la masse réduite de l'atome d'un isotope à l'autre.

Si on suppose qu'il n'y a pas d'effets dus à la masse du noyau, l'énergie cinétique s'écrira donc pour une masse infinie :

$$T_{\infty} = \sum_{i=1}^Z \frac{P_i^2}{2m_e}$$

L'énergie d'un niveau n d'un atome de masse A s'écrira alors :

$$T_n = \frac{m_e}{m_A} T_{\infty}$$

Pour une transition d'un niveau n vers un niveau m , la différence d'énergie cinétique est :

$$T_m - T_n = h\nu_A = \frac{m_e}{m_A} h\nu_{\infty}$$

De la même manière nous aurons pour un isotope de masse A' :

$$\nu_{A'} = \frac{m_e}{m_{A'}} \nu_{\infty}$$

Entre deux isotopes, la différence en fréquence sera :

$$\Delta\nu_{AA'}^N = m_e \nu_{\infty} \left(\frac{1}{m_A} - \frac{1}{m_{A'}} \right) = \frac{m_e}{m_p} \nu_{\infty} \left(\frac{A'-A}{AA'} \right)$$

où ν_{∞} représente la fréquence de structure fine. Cet effet est aussi appelé effet de Bohr.

b- Effet spécifique de masse

Cet effet vient de l'interaction entre l'électron, le cortège et le noyau :

$$\Delta\nu_{AA'}^S = K_S \frac{A'-A}{AA'}$$

K_S est la fréquence de l'effet spécifique de masse. Elle est difficile à calculer mais peut être estimée à partir de calculs de type Hartree-Fock non relativistes [Bau70], ou Hartree-Fock multiconfigurationnels (MCHF) [Lab73, Fro82]. Elle peut l'être également par des méthodes semi empiriques utilisant les données expérimentales de transitions connues. Une de ces méthodes est la méthode du King-plot [Kin84] que nous détaillerons plus tard.

L'estimation de l'effet spécifique de masse dépend du type de transition utilisé. Il est donné comme [Hei74] :

$$\Delta\nu_{AA'}^S = (0.3 \pm 0.9) \Delta\nu_{AA'}^N \quad \text{pour une transition } ns \rightarrow np$$

$$\Delta\nu_{AA'}^S = (0 \pm 0.5) \Delta\nu_{AA'}^N \quad \text{pour une transition } ns^2 \rightarrow nsnp$$

En résumé, le déplacement isotopique de masse s'exprime comme suit :

$$\Delta v_{AA'}^M = \frac{A'-A}{AA'} \left(\frac{m_e}{m_p} v_\infty + K_s \right) \quad (\text{III-9})$$

Nous remarquons que cet effet varie en $1/A^2$, et devient ainsi très faible devant le déplacement isotopique de volume pour les masses lourdes ($A \geq 200$). Il est de l'ordre de 10^5 GHz pour l'hydrogène et 0.1 GHz pour l'or ($A = 200$). Pour les isotopes de tellure le déplacement isotopique de masse représente 50% du déplacement isotopique de volume (voir la partie 6 de ce chapitre)

4-2-2- Le déplacement isotopique de volume

Le fait d'augmenter le nombre de neutrons sur une chaîne isotopique diminue la densité de charge globale à l'intérieur du noyau et par conséquent le gradient de champ électrique vu par les électrons diminue. Les niveaux atomiques se resserrent d'autant plus que les isotopes sont riches en neutrons. Comme le rayon de charge du noyau dépend aussi du nombre de nucléons, le déplacement isotopique de volume sera proportionnel à la variation du rayon carré moyen de charge.

On écrit la variation d'énergie entre deux isotopes A_1 et A_2 pour un électron s ou $p_{1/2}$ (ayant les plus fortes probabilités de présence dans le noyau) [Kop58] :

$$\delta W_{AA'} = \int_0^{r_0} e \rho_e(r) \delta \phi(r) 4\pi r^2 dr$$

où $\rho_e(r)$ est la densité de charge électronique dans la région du noyau

$\delta \phi(r)$ est la variation du potentiel nucléaire entre deux noyaux.

La figure III-9 illustre comment la variation de rayon est liée à la variation du potentiel nucléaire et à la variation de la densité de charge électronique [Tor85].

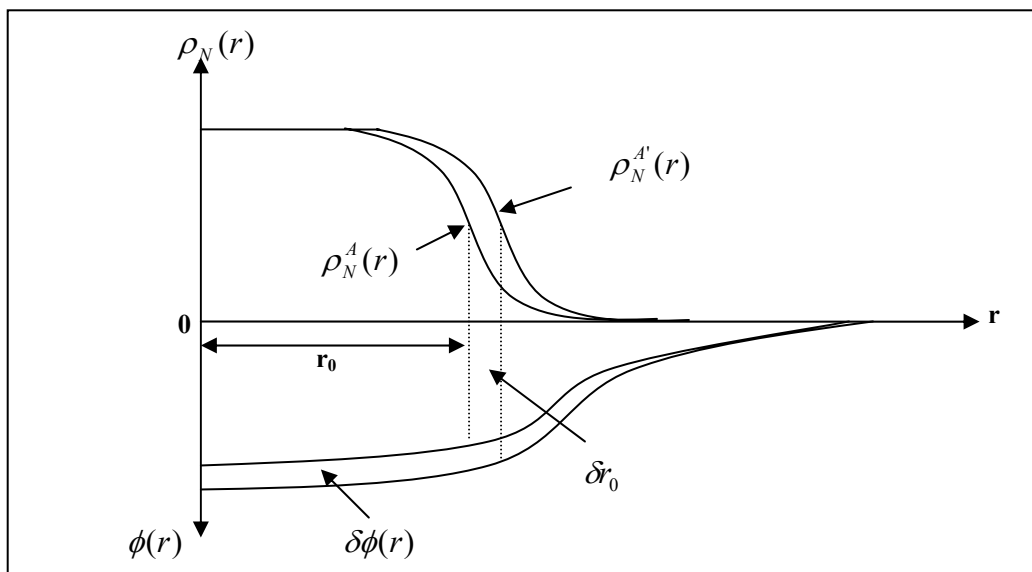


Figure III-9 : Variation de la densité de charge ainsi que la variation du potentiel nucléaire entre deux noyaux A et A' .

Maintenant si on considère deux niveaux e_1 et e_2 , on peut développer cette variation d'énergie (fréquence) en prenant en compte tous les termes croisés niveau-isotope [Tor85] :

$$\Delta v_{AA'}^V = -e^2 \iint dr.dr' \frac{1}{|r-r'|} \times [\rho_{A1}(r) \cdot \rho_{e1}(r') - \rho_{A1}(r) \cdot \rho_{e2}(r') - \rho_{A2}(r) \cdot \rho_{e1}(r') + \rho_{A2}(r) \cdot \rho_{e2}(r')] \quad (\text{III-10})$$

Où $\rho_{Ai}(r)$ est la distribution de charge nucléaire des isotopes A_1 et A_2 ,
 $|r-r'|$ représente la différence de rayon entre les isotopes A_1 et A_2
et $\rho_{ei}(r)$ est la densité de charge électronique des états atomiques e_1 et e_2 .

En exprimant la densité sous forme polynomiale :

$$\rho = a_0 + a_2 r^2 + a_4 r^4 + \dots$$

Chacune des quatre intégrales de l'équation (III-10) s'écrit sous la forme :

$$\frac{2\pi}{3} Ze^2 a_0 \langle r^2 \rangle^A + \frac{\pi}{5} Ze^2 a_2 \langle r^4 \rangle^A + \frac{2\pi}{21} Ze^2 a_4 \langle r^6 \rangle^A + \dots$$

L'expression (III-10) deviendra alors :

$$\Delta v_{AA'}^V = \frac{2\pi}{3} Ze^2 \left(\Delta a_0 \Delta \langle r^2 \rangle_{AA'} + \frac{3}{10} \Delta a_2 \Delta \langle r^4 \rangle_{AA'} + \frac{1}{7} \Delta a_4 \Delta \langle r^6 \rangle_{AA'} + \dots \right) \quad (\text{III-11})$$

Où : Δa_0 est la différence de la densité électronique au centre du noyau ($r = 0$) entre les configurations de l'état excité et de l'état fondamental. Ce terme est généralement écrit sous forme de $\Delta |\psi(0)|^2$.

$\Delta \langle r^\alpha \rangle_{AA'}$ est la différence des valeurs de r^α attendues sur la distribution de charge nucléaire des deux isotopes.

L'expression (III-11) deviendra :

$$\Delta v_{AA'}^V = \frac{2\pi}{3} Ze^2 \Delta |\psi(0)|^2 \left(\Delta \langle r^2 \rangle_{AA'} + \frac{3}{10} \frac{\Delta a_2}{\Delta a_0} \Delta \langle r^4 \rangle_{AA'} + \frac{1}{7} \frac{\Delta a_4}{\Delta a_0} \Delta \langle r^6 \rangle_{AA'} + \dots \right)$$

$$\Delta v_{AA'}^V = \frac{2\pi}{3} Ze^2 \Delta |\psi(0)|^2 \Delta \langle r^2 \rangle_{AA'} \left(1 + \frac{3}{10} \frac{\Delta a_2}{\Delta a_0} \frac{\Delta \langle r^4 \rangle_{AA'}}{\Delta \langle r^2 \rangle_{AA'}} + \frac{1}{7} \frac{\Delta a_4}{\Delta a_0} \frac{\Delta \langle r^6 \rangle_{AA'}}{\Delta \langle r^2 \rangle_{AA'}} + \dots \right)$$

$$\Delta v_{AA'}^V = \frac{2\pi}{3} Ze^2 \Delta |\psi(0)|^2 \Delta \langle r^2 \rangle_{AA'} \left(1 + \frac{C_2}{C_1} \frac{\Delta \langle r^4 \rangle_{AA'}}{\Delta \langle r^2 \rangle_{AA'}} + \frac{C_3}{C_1} \frac{\Delta \langle r^6 \rangle_{AA'}}{\Delta \langle r^2 \rangle_{AA'}} + \dots \right)$$

où C_1 , C_2 et C_3 sont appelés coefficients de Seltzer [Sel69].

On pose : $k = 1 + \frac{C_2}{C_1} \frac{\delta \langle r^4 \rangle^{AA'}}{\delta \langle r^2 \rangle^{AA'}} + \frac{C_3}{C_1} \frac{\delta \langle r^6 \rangle^{AA'}}{\delta \langle r^2 \rangle^{AA'}} + \dots$

En résumé, le déplacement isotopique de volume est exprimé par le produit d'un facteur électronique F qui dépend uniquement de la structure des niveaux atomiques impliqués dans la transition, un facteur purement nucléaire qui est la variation du rayon de charge et un paramètre de mélange k :

$$\Delta \nu_{AA'}^S = k F \delta \langle r^2 \rangle^{AA'} \quad (\text{III-12})$$

Pour calculer k , on utilise le modèle de la goutte liquide pour calculer les rapports $\frac{\delta \langle r^4 \rangle^{AA'}}{\delta \langle r^2 \rangle^{AA'}}$ et $\frac{\delta \langle r^6 \rangle^{AA'}}{\delta \langle r^2 \rangle^{AA'}}$ et on obtient :

$$k = 1 + \frac{C_2}{C_1} \frac{10}{7} R^2 + \frac{C_3}{C_1} \frac{5}{3} R^4 + \dots$$

avec $R = r_0 A^{1/3}$ et $r_0 = 1,2$ fm

Connaissant les coefficients de Seltzer [Sel69], on peut déduire k . Ces coefficients ont été calculés après une analyse du déplacement isotopique sur les rayons X à partir des fonctions d'onde 1s uniquement. Les calculs de G. Torbohm et al. [Tor85] ont été effectués sur des atomes neutres et ont montré que la contribution principale vient de la couche 1s². Sur la figure III-10 nous avons tracé k en fonction de Z issus de la référence [Tor85].

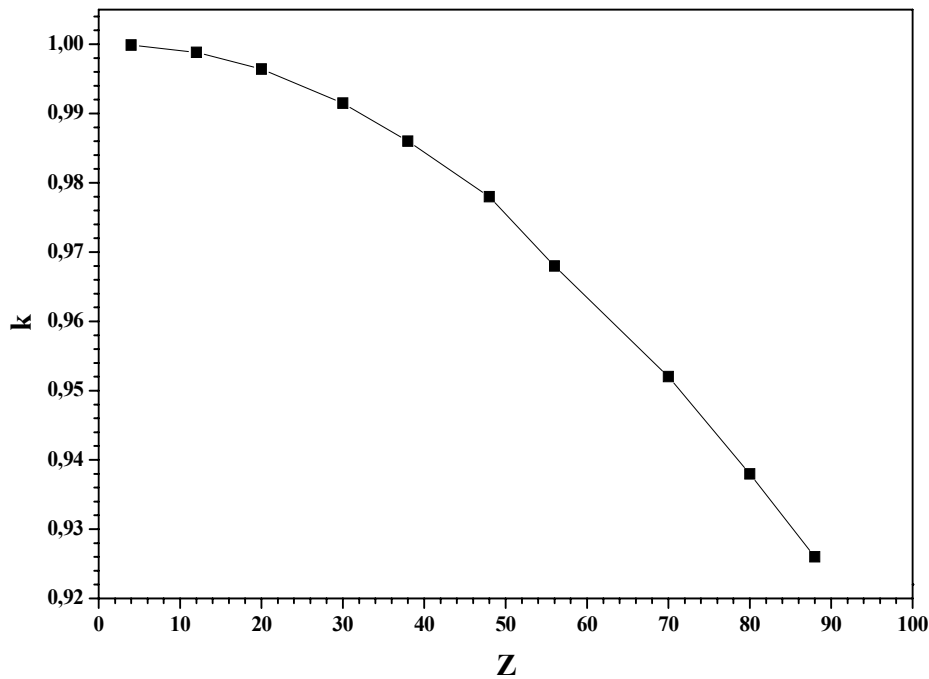


Figure III-10 : Variation de la constante k en fonction de l'élément.

- **Le facteur électronique F :**

F est défini par [Tor85], [Kin84] comme :

$$F = \frac{2\pi}{3} Ze^2 \Delta |\psi(0)|^2 = \pi \frac{a_0^3}{Z} f(Z) \Delta |\psi(0)|^2$$

$\Delta |\psi(0)|^2$ est la variation de la densité de présence des électrons dans le noyau lors de la transition. Ceci revient à considérer la probabilité de présence dans le noyau des électrons s car ils ont la probabilité la plus forte par rapport aux électrons qui sont sur une sous couche $\ell \neq 0$. Mais les électrons présents dans le cœur du noyau vont écranter les électrons s et ainsi leur probabilité de présence sera diminuée d'un facteur β :

$$\Delta |\psi(0)|^2 = \beta |\psi_{ns}(0)|^2$$

$f(Z)$ est la constante de déplacement isotopique définie comme suit [Hei74] :

$$f(Z) = \frac{5}{2} \bar{A}^{1/3} \frac{1}{r_0^2} \frac{1}{A'-A} C_{unif}^{AA'}$$

Avec : $r_0 = 1,2 fm$ et $\bar{A} = \frac{A + A'}{2}$

$C_{unif}^{AA'}$ a été évalué par Blundell et al. [Blu85] comme :

$$C_{unif}^{AA'} = (A'-A) C_{unif}^{A+1,A'} + \beta(Z) \left\{ A'^{2\gamma/3} - A^{2\gamma/3} \right\} - (A'-A) \left\{ (\bar{A}+1)^{2\gamma/3} - \bar{A}^{2\gamma/3} \right\}$$

Avec : $\gamma = (1 - \alpha^2 Z^2)^{1/2}$ et l'indice *unif* pour faire référence à "sphère uniformément chargée".

$C_{unif}^{A+1,A'}$ et $\beta(Z)$ sont données en fonction de Z et A .

Connaissant $f(Z)$ et β , il ne reste que la détermination de $|\psi_{ns}(0)|^2$ pour estimer le facteur F . $|\psi_{ns}(0)|^2$ Peut être calculée soit par des méthodes semi empiriques utilisant la structure hyperfine (le moment magnétique et le spin sont connus) et la formule de Fermi-Goudsmit-Segré [Kop58], soit des calculs de type Hartree-Fock : Dirac-Fock pour des configurations pures et MCDF [Hil92] pour le cas où il y a mélange de configuration.

Dans le cas où les calculs théoriques ne sont pas disponibles ou difficiles il reste une troisième méthode pour déterminer le facteur F à partir de données expérimentales. Cette méthode s'appelle *King-plot* [Kin84].

- **King-plot :**

A travers un King-plot on peut déterminer à la fois le facteur électronique F et l'effet spécifique de masse.

En effet, nous avons vu que le déplacement isotopique est constitué d'une partie dépendant de la masse et l'autre du volume :

$$\Delta \nu_{AA'} = \Delta \nu_{AA'}^M + \Delta \nu_{AA'}^V$$

Selon (III-9 et III-12) :

$$\Delta \nu_{AA'} = kF\Delta \langle r^2 \rangle_{AA'} + M \left(\frac{A'-A}{AA'} \right) \quad (\text{III-13})$$

Avec : $M = \frac{m_e}{m_p} \nu_\infty + K_S$

A partir de (III-13) nous remarquons que si on veut déterminer le facteur F et l'effet de masse M , il suffit de tracer les variations de fréquences $\Delta \nu_{AA'}$ mesurées en fonction des variations des rayons carrés moyens de charge $\Delta \langle r^2 \rangle_{AA'}$ correspondants pour différentes paires d'isotopes d'un élément donné. Ceci suppose que les rayons carrés moyens de charge sont connus (ou en partie connus). Si ce n'est pas le cas, on peut exploiter l'équation III-13 de manière différente. Effectivement, si nous connaissons les paramètres F_i et M_i pour une transition i , nous pouvons les utiliser pour déterminer d'autres paramètres F_j et M_j correspondants à une transition j tel que :

$$\Delta \nu_i^{AA'} = kF_i \Delta \langle r^2 \rangle_{AA'} + M_i \left(\frac{A'-A}{AA'} \right)$$

$$\Delta \nu_j^{AA'} = kF_j \Delta \langle r^2 \rangle_{AA'} + M_j \left(\frac{A'-A}{AA'} \right)$$

En écrivant $\Delta \nu_j^{AA'}$ en fonction de $\Delta \nu_i^{AA'}$ on obtient :

$$\Delta \nu_j^{AA'} = \frac{F_j}{F_i} \Delta \nu_i^{AA'} + \left(\frac{A'-A}{A'A} \right) \left(M_j - M_i \frac{F_j}{F_i} \right) \quad (\text{III-14})$$

C'est le tracé de $\Delta \nu_j^{AA'} = f(\Delta \nu_i^{AA'})$ ou de $\Delta \nu^{AA'} = f(\Delta \langle r^2 \rangle^{AA'})$ qu'on appelle King-plot.

En réalité, pour s'affranchir de la dépendance en masse de F et M , on trace les déplacements isotopiques modifiés, c'est-à-dire, isoler F et M de toutes les grandeurs liées à eux. En effet, si on multiplie l'équation III-13 ou III-14 par le terme $\frac{A'A}{A'-A}$, on obtient l'équation d'une droite

dont l'ordonnée à l'origine et la pente nous donnent directement les deux quantités F et M .

Nous avons utilisé un King-plot pour calculer la variation des rayons carrés moyens de charge des isotopes de tellure. Dans ce King-plot, nous avons tracé les $\delta \langle r^2 \rangle_{AA'}$ des isotopes stables déterminés à partir des atomes muoniques [She88] en fonction du déplacement isotopique mesuré par COMPLIS pour ces mêmes isotopes. Ce tracé nous a permis d'extraire le facteur F ainsi que l'effet de masse que nous avons utilisé pour calculer la variation des rayons carrés moyens de charge des isotopes de Te riches en neutrons.

Dans cette partie du chapitre III, nous avons défini toutes les quantités que nous devons déterminer (rayon de charge et moments nucléaires), le lien qui existe entre ces grandeurs et les grandeurs spectroscopiques et comment les extraire des mesures expérimentales. Nous avons aussi décrit quelques modèles théoriques dont les prédictions seront comparées aux valeurs expérimentales. Dans la partie 5 nous allons décrire la méthode expérimentale ainsi que le dispositif expérimental qui permettent d'effectuer de telles mesures.

5- Technique expérimentale

L'expérience COMPLIS s'effectue auprès du site d'ISOLDE (Isotope Separator On-Line DEvice) au CERN. Les faisceaux séparés en masse provenant d'ISOLDE sont acheminés vers le site de COMPLIS où ils seront ralentis, collectés, désorbés et ionisés par faisceaux laser.

Nous décrirons dans un premier temps le site d'ISOLDE, ensuite le site COMPLIS en détail avant de décrire l'installation laser. Nous exposerons aussi la technique utilisée pour mesurer la structure hyperfine des isotopes de tellure et comment extraire les valeurs de rayon de charge et moments nucléaires des spectres hyperfins expérimentaux. Nous finirons le chapitre par une comparaison des résultats expérimentaux avec les prédictions théoriques.

5-1 Les expériences auprès d'ISOLDE

Le séparateur en masse en ligne d'ISOLDE est une installation dédiée à la production d'un très grand nombre de faisceaux d'ions radioactifs. Ces noyaux radioactifs sont produits dans des cibles épaisses portées à très hautes températures à travers les processus de spallation, fission ou des réactions de fragmentation. Les cibles sont bombardées par un faisceau de protons provenant du PS Booster (Proton Synchrotron).

L'injecteur de protons (PS Booster), est un empilement de quatre petits synchrotrons qui reçoivent les protons pré-accélérés, délivrés par un Linac, et accélère ensuite ces protons à une énergie de 1 GeV, avant qu'ils ne soient injectés dans les différentes machines du CERN (ISOLDE, PS, etc.). Le PSB délivre une impulsion de $3,2 \cdot 10^{13}$ protons chaque 1,2 seconde [Let97]. Plus de la moitié des 12 impulsions protons sont utilisées pour bombarder les cibles ISOLDE. Ceci équivaut à une intensité de faisceau d'environ $2 \mu A$. Les protons du PSB sont délivrés aux emplacements des cibles ISOLDE via une ligne de transfert souterraine reliée à deux séparateurs en masse différents (Figure III-11). La cible du premier séparateur est située sur la ligne directe du faisceau et la deuxième après un angle de 400 mrad.

Un champ électrique accélère les ions produits, ils sont séparés en masse et dirigés vers les aires expérimentales (Figure III-11). La séparation en masse s'effectue avec le séparateur GPS (General Purpose Separator) ou le séparateur HRS (High Resolution Separator). Le HRS (Figure III-12) est constitué de deux aimants en C, le premier a un angle de 90° et le deuxième un angle de 60° . La résolution est de $M/\Delta M = 5000$. Lors de l'expérience sur les tellures c'est ce dernier qui a été utilisé car mise à part la haute résolution, le bruit de fond est moins important qu'avec le GPS.

Jusqu'à ce jour, environ 600 isotopes de plus de 60 éléments ($Z = 2$ à 88) ont été produits. Les durées de vie vont jusqu'à la milliseconde et les intensités atteignent $> 10^{11}$ ions/s.

Dans la partie 3 de ce chapitre nous avons montré l'intérêt découlant de l'étude des noyaux de tellure. Dans ce but nous voulons mesurer les isotopes de tellure riches en neutrons

dans leur état fondamental et isomérique jusqu'à la masse ^{136}Te . Ces noyaux sont produits par la fission des noyaux d'uranium d'une cible de carbure d'Uranium associée à une source à plasma chaud.

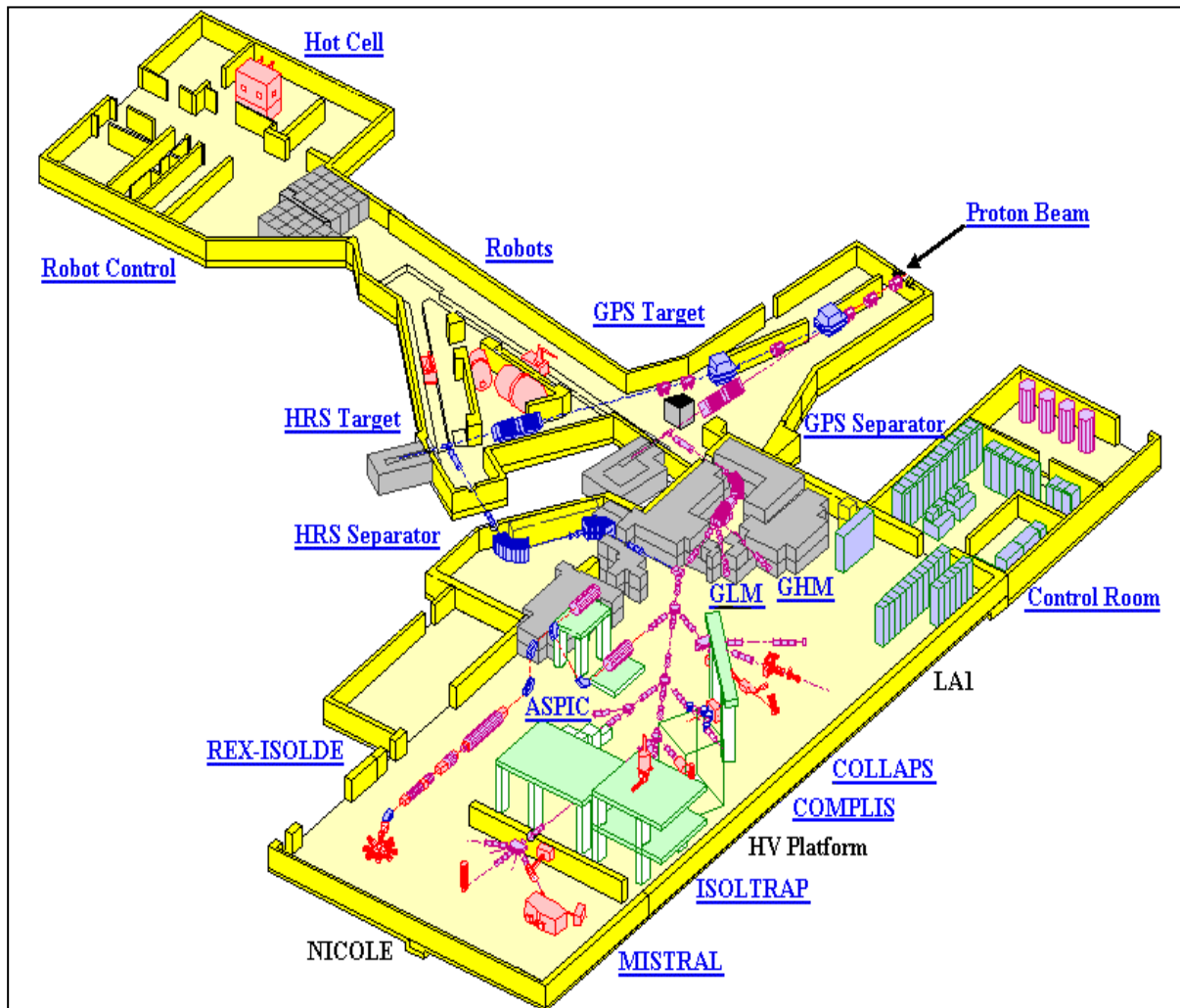


Figure III-11 : L'installation d'ISOLDE avec les différentes aires expérimentales [ISOLDE].

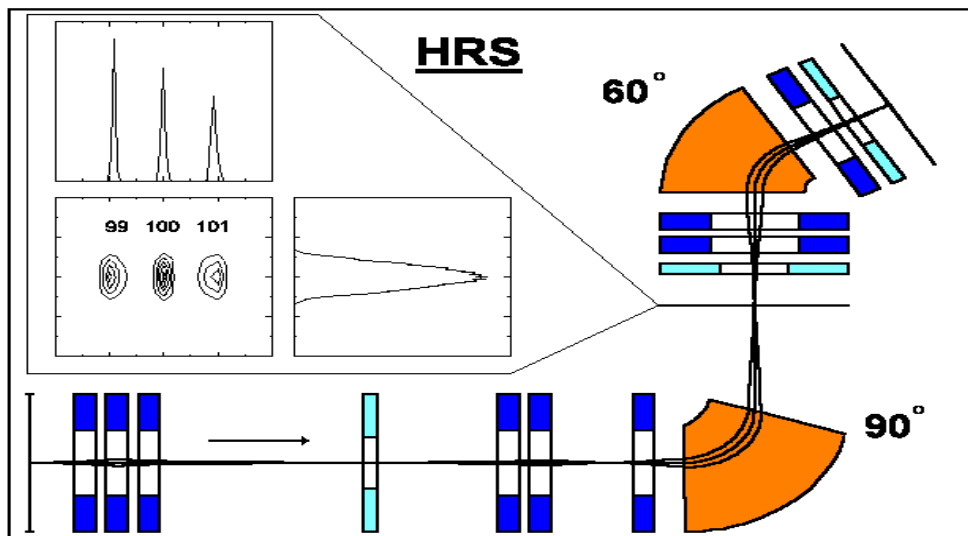


Figure III-12: Le séparateur en masse HRS à ISOLDE [ISOLDE].

- **La cible d'UC₂ et mesures de productions**

Une cible de carbure d'uranium UC₂ associée à une source d'ions à plasma chaud est bombardée par le faisceau de protons de 1 GeV provenant du PS-Booster du CERN. Les ions produits par la source sont séparés en masse par le séparateur d'ISOLDE et collectés sur une bande en mylar aluminisé. La source collectée sur la bande sera transportée devant un détecteur Ge(HP) pour mesurer le nombre d'ions collectés par seconde de chaque isotope radioactif dans son état fondamental et isomérique. La figure III-13 montre les productions des isotopes de Cd, In, Sb, Sn, I, Cs et Te pour un faisceau proton de 1 μ C [Leb05, Rou06]. Il est nécessaire de préciser qu'on ne mesure pas des productions telles utilisées à ISOLDE mais plutôt on mesure un nombre de noyaux collectés par seconde sur la bande. Ce nombre serait égal aux productions utilisées à ISOLDE si le faisceau était continu et toujours envoyé sur la cible. On peut relier ce nombre mesuré aux productions d'ISOLDE, connaissant le temps de sortie des atomes comme c'était fait pour l'étain [Leb05] et qui n'est pas le cas des tellure. Pour les isotopes de tellure les mesures ont été effectuées pour l'état fondamental et isomérique (Figure III-13).

De la figure III-13 il est clair que les productions des isotopes de Te riches en neutrons mesurés ici dépasse les 10⁸ atomes/ μ C. Il peut ainsi être envisagé de mesurer tous les isotopes de tellure de la masse 127 à la masse 136 pour aller au-delà de la couche magique $N = 82$.

Les isotopes ainsi produits par ISOLDE sont accélérés sous 60 kV, séparés en masse par le séparateur de haute résolution HRS et envoyés sur le site expérimental de COMPLIS pour être collectés, désorbés puis ionisés par laser et détectés.

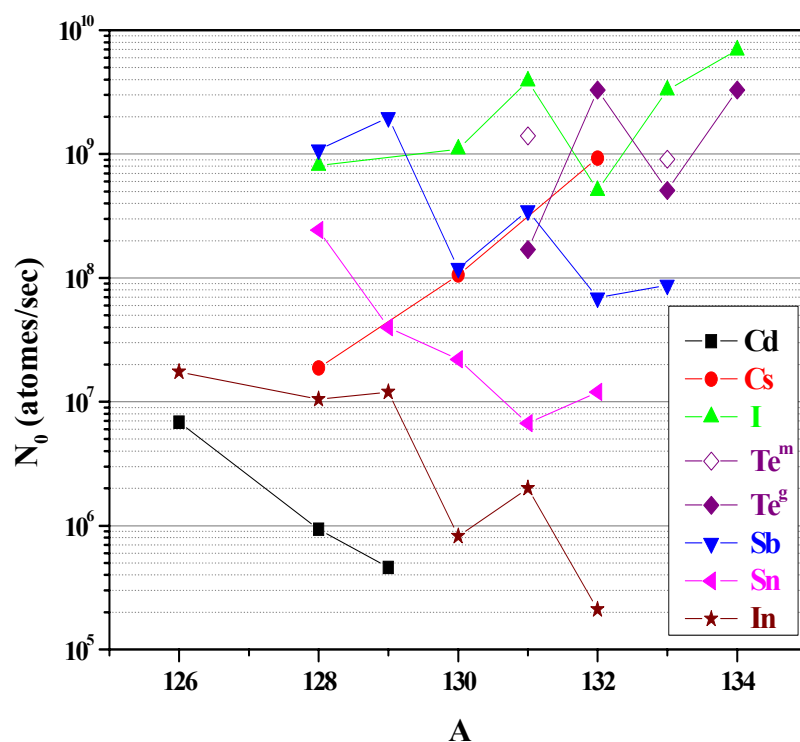


Figure III-13 : Le nombre d'atomes collectés par seconde des isotopes issus des produits de fission de la cible UC₂ [Leb05, Rou06].

5-2 Le dispositif COMPLIS

5-2-1 Schéma général

Le dispositif expérimental COMPLIS (*CO*llaboration for spectroscopy *M*easurement using a *P*ulsed *L*aser *I*on *S*ource) (figure III-14) est basé sur le principe de spectroscopie par ionisation résonante sur un faisceau pulsé d'atomes produits par désorption laser.

Le faisceau d'ions monochargés extraits sous 60 kV provenant d'ISOLDE entre dans la ligne incidente COMPLIS et traverse une série de quadrupoles et défecteurs avant d'entrer dans un aimant à pôles ronds déviant de 22° . A la sortie de l'aimant, le faisceau est focalisé par une lentille cylindrique (Lentille Einzel) portée à un potentiel ajustable de tension maximale de +40 kV (figure III-14). Les ions sont alors ralentis à 1 kV et focalisés en une tache de 2 mm de diamètre par une lentille électrostatique portée à +59 kV (lentille HTR comme Haute Tension de Ralentissement) (figure III-15) ceci pour les déposer dans les premières couches atomiques d'un support en graphite solidaire d'une cible tournante (figure III-16). Cette cible est équipée d'une grande « banane en graphite » pour l'implantation des ions, d'une feuille de Ni-Te pour un premier réglage des conditions de désorption, d'ionisation et de réglage du temps de vol et d'une série de fentes pour le réglage du faisceau incident. A cet effet, une cage de Faraday, à la masse, située derrière la cible mesure le courant d'ions qui doit arriver sur cette dernière (voir figure III-15). Plus la fente est petite, plus le faisceau déposé est fin et concentré. En pratique, on utilisera plutôt la fente de 2 mm pendant les expériences.

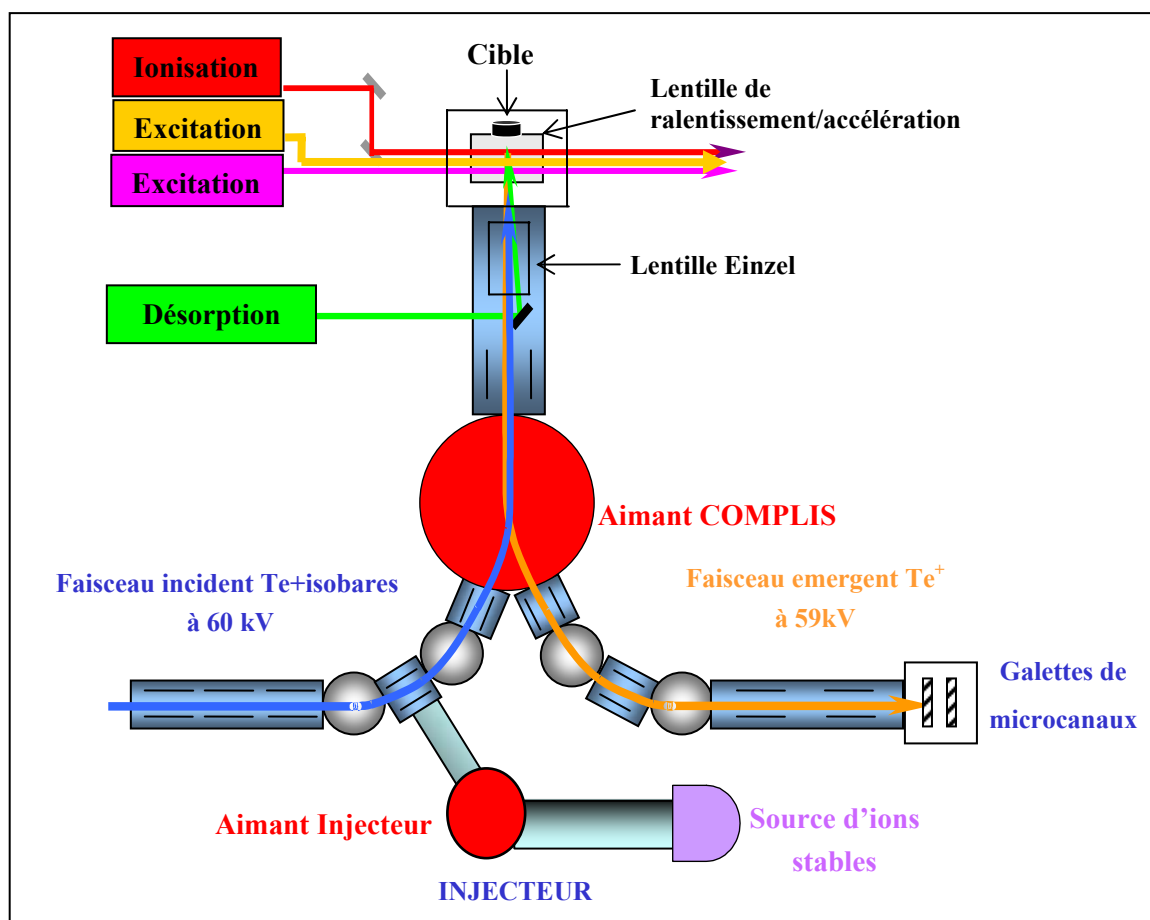


Figure III-14 : Le site expérimental COMPLIS à ISOLDE-CERN.

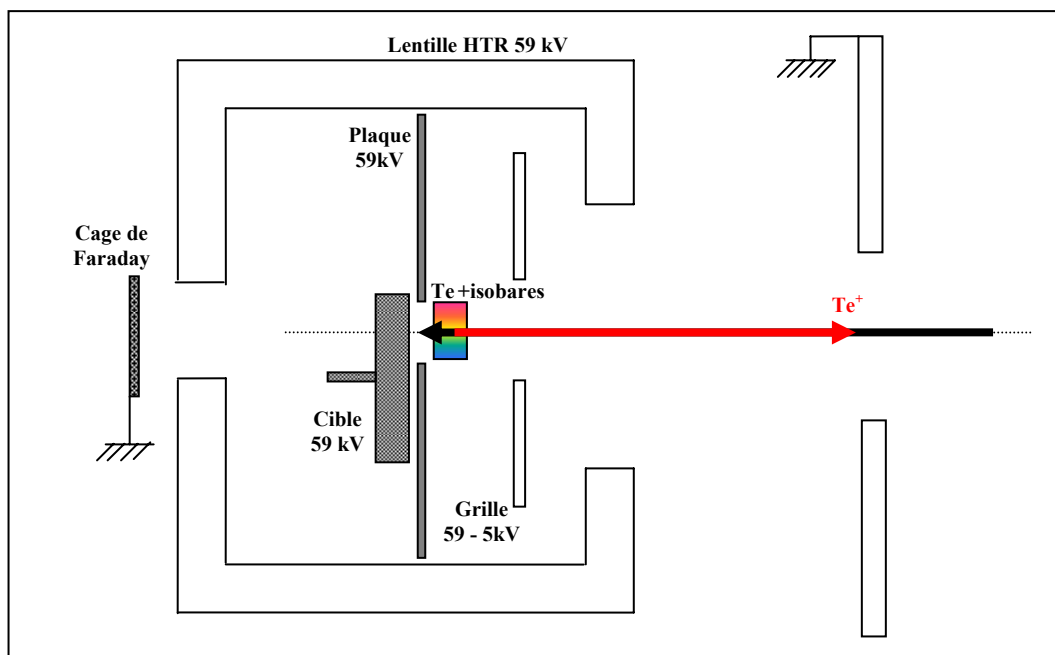


Figure III-15 : Le système ralentissement/accélération.

Pour extraire les atomes de Te implantés, on envoie un faisceau pulsé à 10 Hz issu d'un laser Nd-YAG (longueur d'onde 532 nm) sur la surface du graphite. Le laser est focalisé suivant une tache verticale de 50 μm de large sur 2 mm de haut. Les atomes ainsi désorbés seront ionisés par le processus RIS en interagissant avec 3 faisceaux laser croisés pulsés à 10 Hz : une première étape d'excitation à 214,35 nm délivrée par un laser monomode pulsé appelé *compulsé* qui a la particularité d'avoir une très bonne résolution en fréquence. Une deuxième transition à 591,53 nm porte l'atome sur un deuxième état excité. Cette étape est délivrée par un laser à colorant pulsé Lambda-physik FL3002. L'ionisation vers le continuum est assurée par un faisceau laser à 1064 nm délivré directement par le laser de pompage Nd-YAG. En fait, ce laser délivre deux faisceaux : un faisceau à 532 nm (ou YAG doublé) qui pompe les deux lasers à colorants et le fondamental infrarouge qui est utilisé pour l'étape d'ionisation. Les ions sont ensuite accélérés par la lentille HTR à 59 kV.

Entre la cible et la lentille HTR sont placées deux électrodes : une plaque et une grille entre lesquelles se situe la zone de photoionisation. La cible et la plaque sont portées à la haute tension. La grille est portée à un potentiel de -5 kV par rapport à la plaque et ce potentiel joue un rôle important dans le bunching des photoions. Elle permet ainsi une pré-accélération qui fournit une meilleure résolution en masse.

Les ions de Te^+ produits et accélérés sous 59 kV, retraversent l'aimant dans l'autre direction et sont défléchis puis focalisés sur le détecteur par des éléments électrostatiques similaires à ceux de la ligne incidente. Le système de détection est constitué de galettes de microcanaux portées à 1700 V. L'efficacité de détection des galettes de microcanaux est de 100%. Elles délivrent donc un signal proportionnel au nombre d'ions détectés. L'identification en masse s'effectue par la mesure du temps de vol dans la ligne émergente de COMPLIS. Nous avons mesuré un temps de vol moyen entre le point de création des ions monochargés (figure III-16) et les galettes de microcanaux d'environ 15 μs , ce qui correspond à une vitesse moyenne de $2,8 \cdot 10^5 \text{ m.s}^{-1}$. L'écart moyen entre deux pics de masse est d'environ 200 ns. La largeur à mi-hauteur des pics de masses étant de l'ordre de 70 ns, la résolution en masse est d'environ 400.

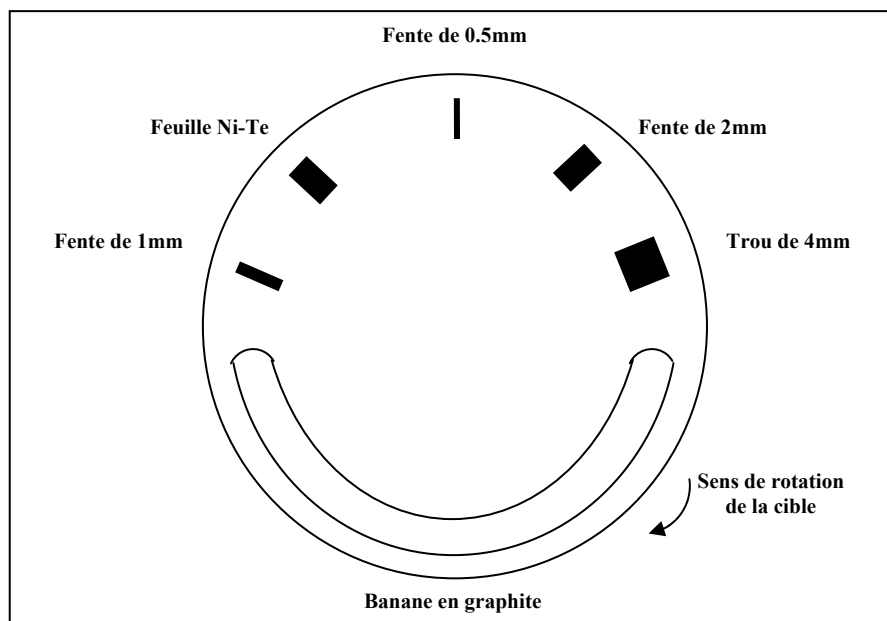


Figure III-16 : Cible de COMPLIS et ses composants : banane en graphite pour les collections, l'échantillon de Ni-Te et les différentes fentes servant pour les réglages des faisceaux incidents.

Pour constituer le spectre hyperfin, on effectue un balayage en fréquence de la première étape d'excitation par pas réguliers. Si la fréquence du pas de balayage correspond à la fréquence de la transition hyperfine l'atome est excité et sera photoionisé par l'absorption de l'énergie des deux faisceaux lasers successifs dont les longueurs d'onde sont fixes. On obtient ainsi à la fin du balayage un spectre constitué d'un ou plusieurs photopics correspondants aux transitions hyperfines. Le nombre d'ions détectés est proportionnel à l'intensité de la transition hyperfine.

Pour effectuer des tests préliminaires hors ligne et fixer les conditions expérimentales concernant les lasers, nous utilisons un injecteur d'ions relié à la ligne incidente de COMPLIS (figure III-14). Il s'agit en fait d'un petit séparateur en masse dont la source délivre des faisceaux d'isotopes stables. Le principe de fonctionnement de cette source d'ions stables est très simple (figure III-17), il s'agit d'un petit container dans lequel on dépose des pastilles de l'élément d'intérêt (dans notre cas il s'agit d'une pastille de nickel-tellure). Une cathode est placée à une distance de 8 mm de la cible. Celle-ci est un filament en Ta de 0,5 mm de diamètre (figure III-17). La pastille est chauffée par une tension d'arc pour évaporer le Te. Le faisceau de Te stable sera séparé en masse par un aimant déviant de 33° (figure III-14) et sera envoyé dans la ligne incidente de COMPLIS. Dans la figure III-18 on montre le profil de faisceau de tellure obtenu à la sortie de l'injecteur. Tous les isotopes de Te stables sont produits par l'injecteur et les rapports isotopiques sont respectés (tableau III-6).

<i>Isotopes de Te stables</i>	<i>Abondance (%)</i>
120	0,09
122	2,55
123	0,9
124	4,8
125	7
126	18,9
128	31,8
130	34

Tableau III-6 : Les isotopes de tellure stables avec leur abondance isotopique.

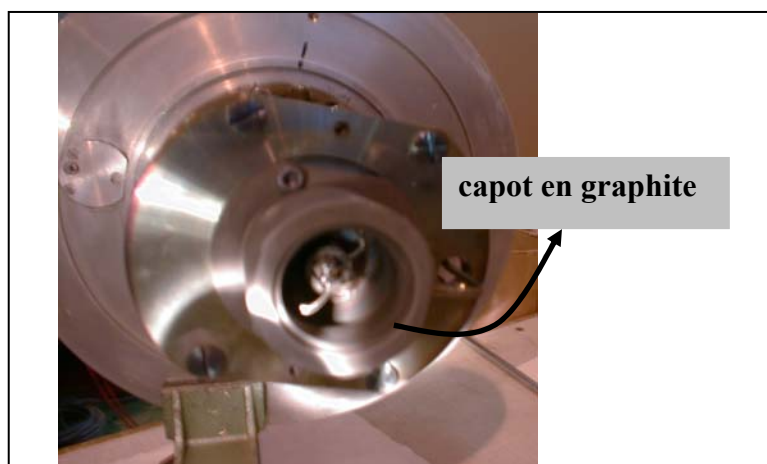
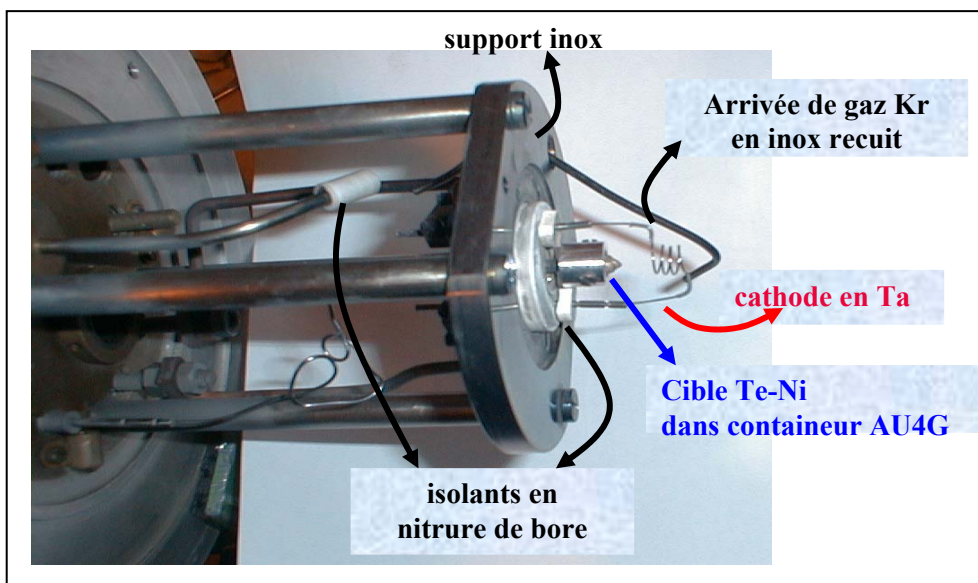


Figure III-17 : Les composants de la source d'ions de l'injecteur.

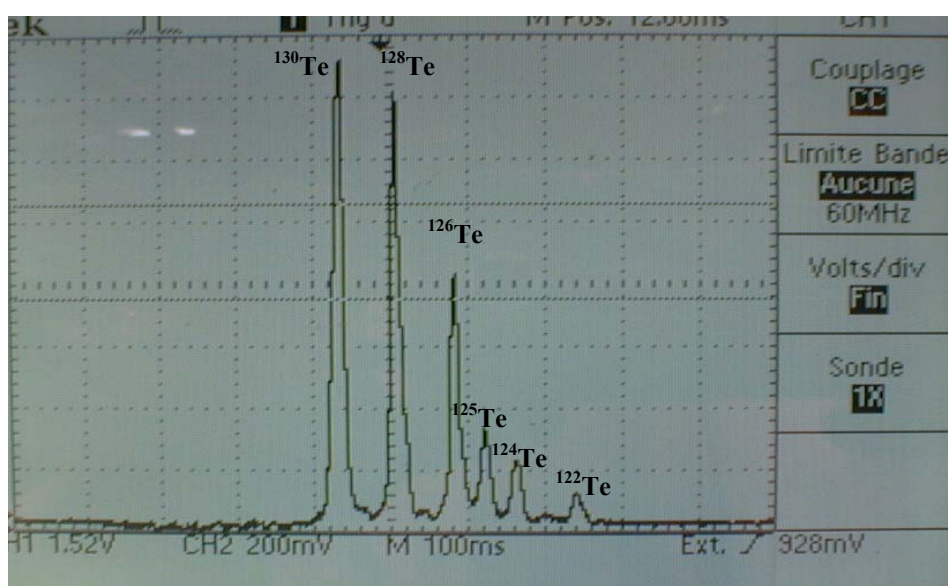


Figure III-18 : Spectre de Te stable obtenu par l'injecteur.

Les tests effectués avec l'injecteur permettent de s'affranchir d'ISOLDE pour déterminer nos conditions d'expérience avec des faisceaux stables. Ils portent sur le choix du schéma d'ionisation et l'optimisation des conditions de désorption conduisant à la meilleure efficacité. Nous allons à présent détailler les différents tests qui ont été effectués pour déterminer les conditions optimales de réalisation de l'expérience en ligne sur les noyaux exotiques de tellure.

5-2-2 Conditions de mesure

Avant chaque expérience en ligne avec le faisceau d'isotopes radioactifs provenant d'ISOLDE plusieurs tests hors ligne sont effectués avec COMPLIS. Ces tests ont pour but de déterminer tous les paramètres intervenant dans la désorption et dans l'ionisation. Cette optimisation doit être faite à chaque fois que l'on étudie un nouvel élément. L'expérience acquise lors des mesures déjà effectuées avec COMPLIS (Au, Pt, Ir et Sn) a montré que l'efficacité globale du dispositif dépend fortement des conditions d'implantation, c'est-à-dire de la nature du substrat et des conditions de ralentissement et de focalisation du faisceau incident, ainsi que des conditions de désorption, c'est-à-dire de l'énergie, de la forme et de l'homogénéité du faisceau YAG

- Choix du support d'implantation :

Des études menées par [Bri90] sur différents matériaux et pour différentes énergies d'implantation ont montré que le meilleur substrat est le graphite pour une énergie d'implantation de 1keV. De plus, le graphite absorbe bien toutes les longueurs d'onde et donc le vert du laser de désorption. Les tests effectués sur COMPLIS lors d'expériences précédentes (Ir, Sn...) ont montré que l'efficacité de désorption dépend des propriétés du graphite utilisé. La différence des propriétés physico-chimique du graphite vient principalement de la structure cristalline de ces derniers (pour plus de détails voir [Ver00] et les références incluses). A cet effet, pour déterminer le type de graphite le plus efficace pour nos expériences, nous avons effectué des tests avec des faisceaux de Te stables avec deux types de graphite : le graphite pyrolytique et le graphite polycristalin 5890. Une banane a été réalisée (figure III-16) constitué d'une moitié de graphite pyrolytique et l'autre moitié de graphite 5890. Nous avons implanté du ^{128}Te car son abondance isotopique est élevée (tableau III-6) et il est donc facilement extrait par la source de l'injecteur. Différentes collections de ^{128}Te ont été déposées sur les deux côtés de la banane pour pouvoir comparer les deux types de graphite : des collections fortes de 10^{12} atomes, des collections faibles de 10^{10} atomes et des collections intermédiaires.

L'efficacité totale du système représente le rapport du nombre d'ions détectés par les galettes de microcanaux sur le nombre d'ions implantés. Le signal de sortie du détecteur est envoyé directement sur un oscilloscope numérique. Cet oscilloscope fait la moyenne des spectres obtenus par les différents tirs laser. La surface d'un pic de temps de vol est directement proportionnelle au nombre moyen d'ions détectés par tir laser d'une masse donnée. Ce nombre est donné par l'équation II-2 du chapitre II.

L'étalonnage du signal vu sur l'oscilloscope par rapport à la tension appliquée sur les galettes de microcanaux est montré sur le tableau III-7.

<i>Tension galettes (V)</i>	<i>Largeur du signal (ns)</i>	<i>Hauteur du signal (mV)</i>
1600	2	10
1700	2	25
1800	2	60

Tableau III-7 : mesure de la surface occupée par un ion sur l'oscilloscope pour différentes tensions appliquées aux galettes de microcanaux.

La figure III-19 illustre les efficacités moyennes que nous avons mesurées pour les différentes implantations de ^{128}Te désorbés par un faisceau laser YAG d'une énergie de 1.2 mJ par impulsion et pour les deux types de graphite utilisés. Les résultats présentés sur cette figure représentent le bilan global des tests, c'est-à-dire la combinaison graphite-schéma d'ionisation (nous montrerons plus loin dans le paragraphe 5.3 l'influence du choix du schéma d'ionisation) conduisant à la meilleure efficacité obtenue.

Il est clair d'après cette figure que le graphite pyrolytique représente le meilleur substrat par rapport au graphite 5890. Ceci vient du fait que le graphite pyrolytique est peu conducteur de chaleur par rapport au graphite 5890. En effet, l'extraction des atomes implantés du substrat s'effectue avec un faisceau laser pulsé qui chauffe le substrat et provoque la diffusion des atomes vers la surface et leur diffusion vers la zone d'interaction avec les faisceaux laser pour l'ionisation. Ainsi, plus le substrat est peu conducteur de chaleur plus on dispose du maximum de chaleur dans la zone de désorption pour extraire un maximum d'atomes. De ce fait, il est évident que l'efficacité de désorption dépend de l'énergie du faisceau laser de désorption.

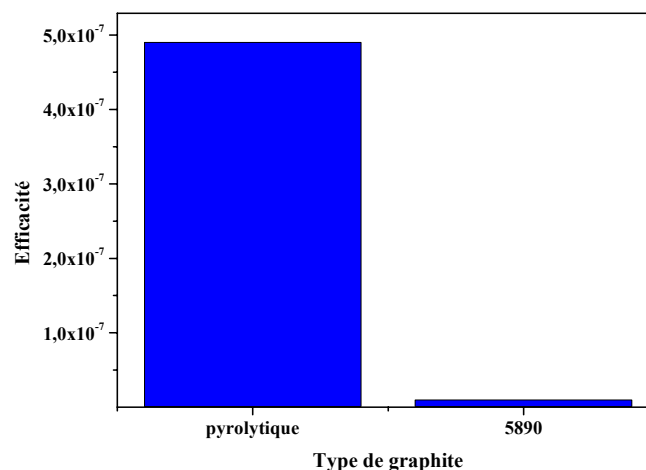


Figure III-19 : efficacités mesurées pour les types de graphite testés sur COMPLIS

- Energie du faisceau de désorption :

Plusieurs tests ont été effectués dans ce cadre pour déterminer l'énergie de désorption adéquate. On s'est aperçu qu'en augmentant l'énergie de 0,5 mJ/impulsion à 2 mJ/impulsion. En revanche, l'efficacité augmente mais se détériore au-delà avec une augmentation du bruit de fond. Ceci s'explique par le fait qu'augmenter l'énergie du faisceau laser engendre une ionisation directe du tellure désorbé diminuant ainsi le nombre d'atomes disponibles qui

devraient être ionisés dans la zone des trois faisceaux laser sélectifs. Un bon compromis a été établi pour une énergie de désorption maximale de 1,5 mJ/impulsion.

Outre les propriétés du graphite et l'énergie du faisceau de désorption, l'efficacité dépend principalement du schéma d'excitation-ionisation utilisé. Les tests de ces derniers ont lieu également avant l'expérience en ligne et s'effectuent sur le faisceau de Te stable délivré par l'injecteur. Dans ce qui suit nous allons détailler toutes les étapes par lesquelles nous sommes passés pour valider un schéma d'ionisation efficace du tellure.

5-3 Schémas d'ionisation du Te

Au départ, nous avons utilisé un schéma d'ionisation en deux étapes UV vers le continuum avec deux jeux de transitions d'excitation. La première est une excitation de l'état fondamental $5p^4(^3P_2)$ vers le niveau excité $5p^36s(^3S_1)$ de 214,35 nm. La deuxième possibilité est une transition de l'état fondamental $5p^4(^3P_2)$ vers le niveau excité $5p^36s(^5S_2)$ de 225,97 nm. Ces deux transitions sont délivrées par le laser monomode pulsé qu'on décrira dans la partie suivante (§ 5-4). L'étape d'excitation sera suivie d'une transition vers le continuum de 356 nm et 386 nm respectivement (figure III-20). L'étape d'ionisation est obtenue par un laser à colorant Lambda-physik pompé par le faisceau UV triplé à 355 nm issu du Nd-YAG. Nous expliquerons comment sont obtenues ces longueurs d'ondes avec l'installation laser de COMPLIS dans la partie 5-4.

Le schéma (b) a été testé en novembre 2003 et l'efficacité mesurée était de 10^{-10} avec un graphite pyrolytique. Cette efficacité n'est pas suffisante pour les besoins de notre expérience. Ce manque d'efficacité n'est pas dû uniquement au schéma d'ionisation car les énergies des faisceaux lasers n'étaient pas suffisantes pour arriver à saturer le processus d'ionisation. En outre, un bilan des transitions hyperfines obtenues avec cette étape d'excitation donne un grand nombre de pics, ce qui rend cette transition peu favorable car il faut tenir compte du mélange des transitions hyperfines du fondamental et de l'isomère de chaque isotope pendant l'expérience avec les faisceaux radioactifs. Un exemple est illustré dans la figure III-21 où on a tracé le spectre théorique mélangé qui serait obtenu pour le ^{125}Te fondamental ($I^\pi = 1/2^+$) et isomère ($I^\pi = 11/2^-$) avec l'étape d'excitation à 214,35 nm et à 226,97 nm pour une résolution de 300 MHz (résolution moyenne déjà obtenue sur COMPLIS).

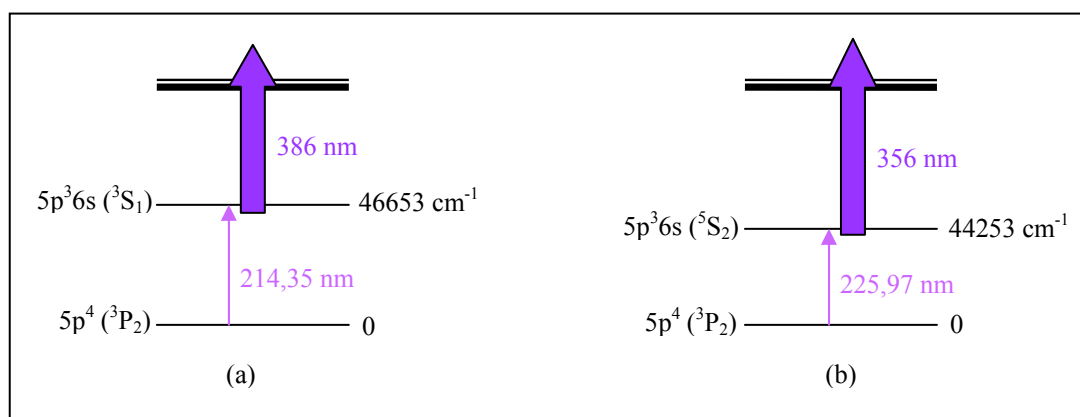


Figure III-21 : Les deux schémas d'ionisation du Te utilisés lors des premiers tests sur COMPLIS.

L'analyse des spectres expérimentaux repose principalement sur l'identification des raies hyperfines (partie 6 du chapitre). En étudiant la figure III-21, il est clair qu'avec la transition 225,97 nm nous aurons beaucoup de difficultés à identifier et séparer les pics. Avec cette transition l'isomère ^{125}Te possède quatre doublets et le fondamental un doublet qui est mélangé à une raie du fondamental. Avec la transition 214,35 nm, le tellure 125 ne présente que deux doublets. De plus, cette dernière est beaucoup plus efficace que celle de 225,97 nm (intensité de 3200 au lieu de 500 [NBSMA6]). Toutes ces raisons nous poussent à favoriser la transition 214,35 nm.

A cet effet, les tests d'avril 2004 ont porté sur l'installation de la nouvelle configuration, c'est-à-dire une transition d'excitation de 214,35 nm avec cette fois-ci l'utilisation directe du faisceau de pompage de 355 nm pour l'étape d'ionisation. Cette longueur d'onde est largement suffisante pour atteindre le seuil d'ionisation des Te et de plus, l'énergie obtenue sera suffisante pour saturer le processus. L'efficacité obtenue lors de ces tests était de $5 \cdot 10^{-7}$ avec le graphite pyrolytique. Cette valeur de l'efficacité est largement suffisante pour étudier l'isotope riche en neutron ^{136}Te , le premier noyau pair-pair situé après le passage de la couche magique $N = 82$. Plusieurs améliorations ont été apportées au système COMPLIS pour arriver à cette efficacité, nous les explicitons brièvement dans ce qui suit.

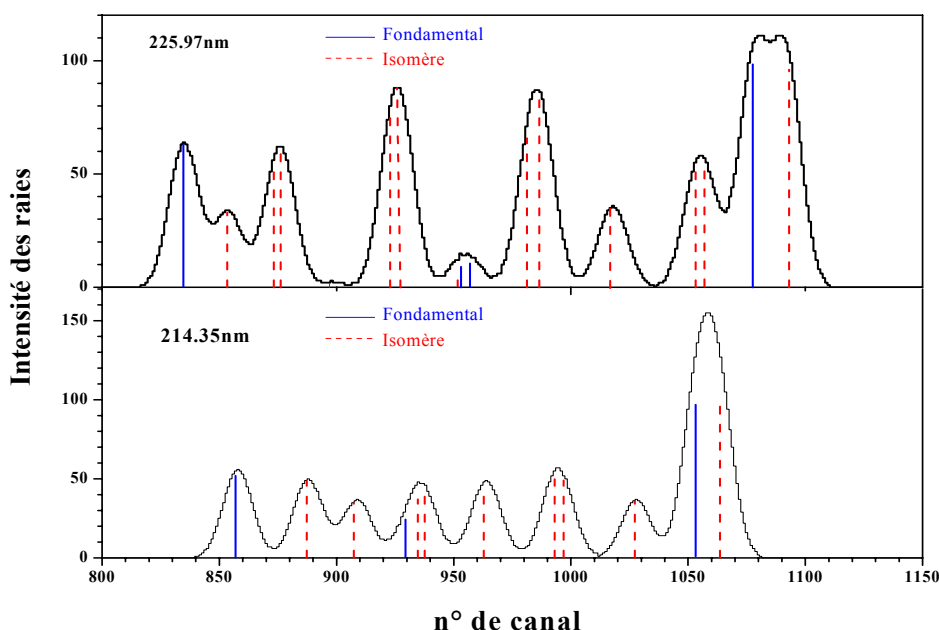


Figure III-21 : Spectre théorique attendu pour l'isotope ^{125}Te en mélangeant le fondamental et l'isomère pour les deux transitions d'excitation.

- Amélioration de l'efficacité :

L'efficacité d'un système dépend du rapport signal/bruit obtenu. Le bruit de fond sur COMPLIS provient principalement des éléments suivants : un mauvais vide au niveau de la cible, un mauvais dégazage du graphite et les ions parasites créés par le YAG de désorption. Le vide dans la chambre d'ionisation doit être de l'ordre de 10^{-7} . D'autre part, un nettoyage

régulier du graphite a lieu avec le faisceau de désorption d'une énergie moyenne de 20 mJ/impulsion en défocalisant le faisceau pour ne pas risquer d'endommager le graphite. On effectue aussi un dégazage supplémentaire avec une lampe H1 qui porte la cible à une température de 300°C.

Concernant l'énergie du YAG de désorption, celle-ci peut détériorer le signal de deux façons différentes. La première est l'ionisation directe des atomes de tellure désorbés. La deuxième cause est due à l'ionisation parasite d'éléments présents dans le graphite et le graphite lui-même. En effet, sous l'action d'une telle chaleur, celui-ci se transforme en « cluster » de différentes masses et provoque du bruit de fond dans notre domaine de masse. Pour éliminer les ions créés par le YAG de désorption, un système a été mis en place sur COMPLIS constitué d'une alimentation de 1,2 kV associée à un hacheur qui permet d'appliquer la tension pendant plusieurs μ s juste avant la désorption sur la plaque du temps de vol et de la couper juste avant l'ionisation. L'intervalle de temps entre la désorption et l'ionisation étant de 12 μ s, les ions parasites sont ainsi éliminés du faisceau extrait et renvoyés vers la cible.

Mise à part l'amélioration du rapport signal/bruit, l'amélioration de l'efficacité dépend principalement des énergies des faisceaux laser utilisés dans le processus d'excitation-ionisation (chapitre I). Mais l'augmentation des énergies des faisceaux détériore la résolution ce qui rend difficile l'identification des raies des spectres hyperfins. Ainsi, il faut trouver le bon compromis entre énergie et résolution pour que l'efficacité ne soit pas médiocre avec une résolution acceptable. La détérioration de la résolution vient principalement de l'élargissement des raies dû à l'effet doppler. Cet élargissement est lié à la composante de la vitesse des atomes excités dans la direction z (figure III-22) parallèle à l'axe du faisceau d'excitation (qui reproduit la structure hyperfine). Ainsi, pour diminuer l'effet doppler il faut limiter la région d'intersection des faisceaux d'ionisation avec le faisceau d'excitation dans l'axe z . Pour cette raison des lentilles ont été posées sur la trajectoire des faisceaux d'ionisation pour les focaliser selon z . La tache obtenue mesurait environ 1mm. Pour limiter encore la zone d'interaction, des diaphragmes ont été posés sur les fenêtres d'entrée de la chambre d'ionisation.

Les tests effectués avec le faisceau d'isotopes de tellure stables ont permis d'obtenir une résolution moyenne de 270 MHz. Cette résolution est très satisfaisante et nous a permis de mesurer la structure hyperfine complète des deux isotopes impairs stables ^{123}Te et ^{125}Te (partie 6 du chapitre).

Une expérience a donc été tentée sur les isotopes de tellure radioactifs. Malgré une efficacité acceptable ($5 \cdot 10^{-7}$) le signal était noyé dans le bruit de fond. Après une analyse du rayonnement gamma émis par le support en graphite sur lequel sont implantés les atomes provenant du séparateur, nous avons relevé des quantités importantes de césium et de baryum aux mêmes masses. En fait, l'étape d'ionisation utilisée à 355 nm est très intense (quelque dizaine de mJ). Cette longueur d'onde très énergétique ionise directement tous les éléments dont le potentiel d'ionisation est faible. C'est le cas pour ces deux éléments qui ont un potentiel d'ionisation à 5,2 V pour le baryum et 3,89 V pour le césium. Ces isobares sont très abondants aux masses > 132 et ne sont pas séparés des tellures par ISOLDE. Ainsi, quelque soit la valeur en fréquence de la première étape, ils étaient toujours ionisés noyant le signal résonant de tellure dans un signal continu très intense.

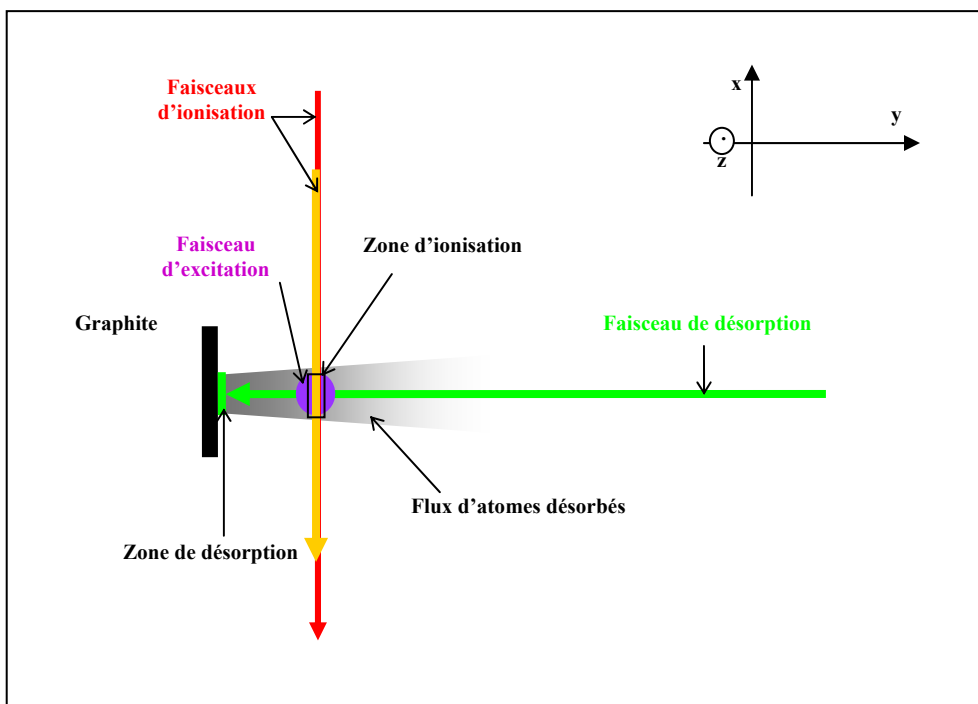


Figure III-22 : Zone d'ionisation issue de l'intersection des faisceaux laser d'excitation et d'ionisation dans le plan (x, y) .

En conséquence, l'étape d'ionisation UV à 355 nm a été remplacée par une étape d'excitation à 591 nm suivie d'une transition ionisante infrarouge 1064 nm vers le continuum (figure III-23). Le changement de configuration implique le changement de toute l'optique (miroirs principalement) pour le transport de faisceaux.

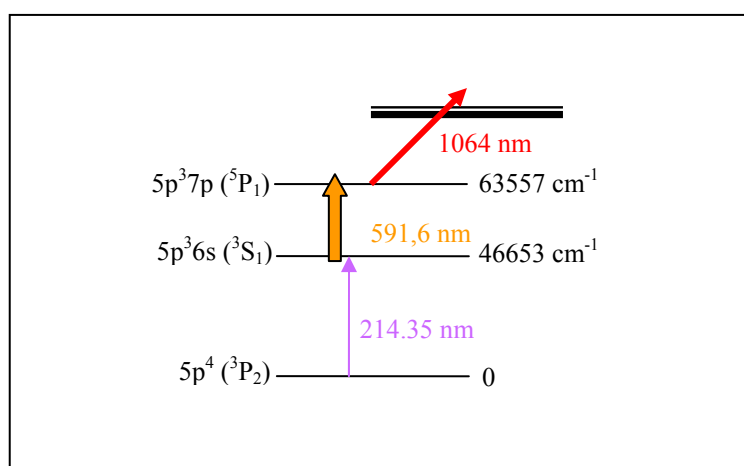


Figure III-23 : Schéma définitif utilisé pour l'ionisation des tellure.

Des tests avec la nouvelle configuration de faisceaux laser ont donc été effectués. L'efficacité obtenue était de l'ordre de $\sim 2 \cdot 10^{-7}$, un peu inférieure à l'efficacité déjà obtenue mais suffisante pour effectuer les mesures prévues sur les isotopes de tellure riches en

neutrons. Les mesures de structure hyperfine et déplacements isotopiques ont été similaires à celles déjà obtenues pour les stables avec la première configuration de faisceaux laser. Le seul problème rencontré avec le nouveau schéma d'ionisation est la mauvaise résolution. Nous avons obtenu en moyenne une résolution de 360 MHz. Celle-ci est due au fait qu'on saturait le deuxième étage (résonant) ce qui n'était pas le cas avec la transition directe dans le continuum de 355 nm.

Dans ces nouvelles conditions expérimentales, l'expérience avec les faisceaux d'isotopes de tellure riches en neutrons a été réalisée avec succès et tous les isotopes pairs-pairs $^{132}, ^{134}, ^{136}\text{Te}$ ont été mesurés. Nous avons réalisé des mesures au-delà de la couche magique $N = 82$. Les structures hyperfines et déplacement isotopiques des isotopes impairs $^{125}\text{m}, ^{127}\text{gm}, ^{129}\text{gm}, ^{131}\text{gm}, ^{133}\text{gm}, ^{135}\text{g}\text{Te}$ ont également été mesurés dans leurs états fondamental et isomérique. L'analyse complète de ces résultats sera présentée dans la partie 6 de ce chapitre.

Après cet aperçu sur l'évolution des tests sur les tellures qui ont menés à la réalisation de l'expérience en ligne, il reste à décrire l'installation laser de COMPLIS à ISOLDE au CERN qui a permis de mettre en place l'ionisation du tellure et l'exploration de la structure hyperfine.

5-4 Le système laser

Le schéma d'ionisation final qui a été utilisé pour ioniser les isotopes de tellure est un schéma en 3 étapes-3 couleurs (figure III-23). Une première étape d'excitation dans l'ultraviolet de 214,35 nm suivie d'une deuxième étape résonante à 591,6 nm et une dernière étape ionisante avec un faisceau infrarouge. L'installation laser à COMPLIS se constitue principalement de lasers à colorants pompés par un laser Nd-YAG. Nous disposons également d'un autre laser Nd-YAG pour la désorption (figure III-24).

La première étape d'excitation requiert l'utilisation d'un laser à haute résolution et accordable. Un tel système laser a été mis au point au Laboratoire Aimé Cotton [Pin77, Lib83] réunissant ces propriétés qu'on appelle « *Compulsé* ». C'est un laser monomode pulsé dont la fréquence peut être balayée de façon continue.

La deuxième étape à 591,6 nm est obtenue par un laser à colorant pulsé de type Lambda-physik FL 3002 pompé par un laser Nd-YAG doublé. Ce dernier est aussi utilisé pour le pompage du compulsé (figure III-24).

La dernière étape d'ionisation vers le continuum est réalisée à l'aide du faisceau infrarouge issu directement du laser Nd-YAG (Figure III-24).

- Le laser de désorption :

C'est un laser Nd-YAG de type Quantel-Brilliant d'un taux de répétition de 10 Hz. Il délivre un faisceau infrarouge 1064 nm d'une énergie maximum de 300 mJ/impulsion. Le doublage en fréquence de ce dernier délivre un faisceau de 532 nm d'une énergie maximum de 180 mJ/impulsion. Il peut délivrer aussi un troisième faisceau issu du doublage du vert 532 nm pour obtenir l'UV 266 nm d'une énergie maximale de 30 mJ/impulsion. La largeur d'impulsion étant de 5 ns.

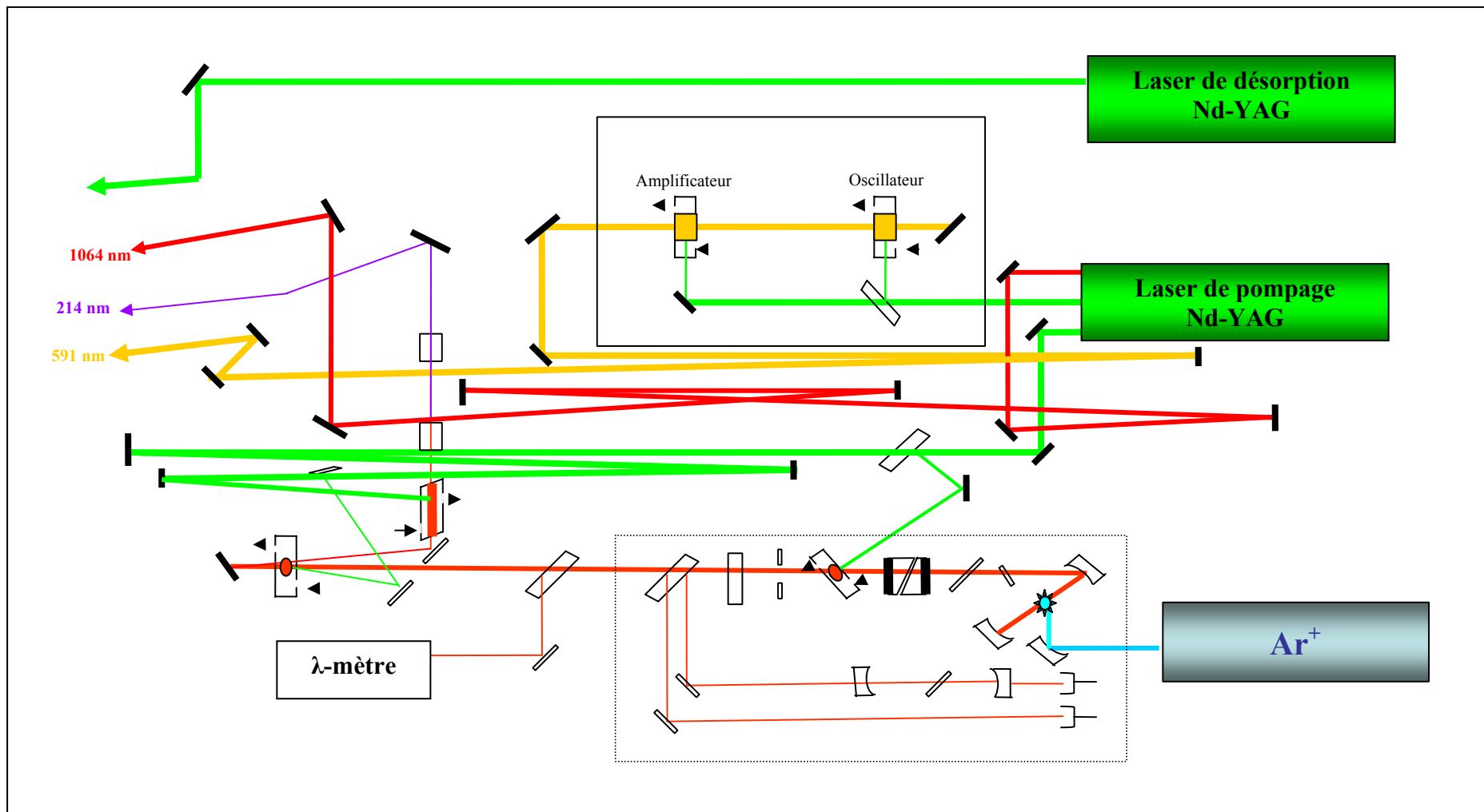


Figure III-24 : L'installation laser à COMPLIS telle qu'elle était lors des expériences sur les tellure.

C'est le faisceau vert 532 nm que nous utilisons pour la désorption. Nous avons vu précédemment que le contrôle de la désorption est très important au cours de notre expérience pour adapter l'énergie du faisceau de désorption à la surface désorbée : l'énergie de désorption sur le graphite et sur la feuille Ni-Te est différente ainsi que l'énergie utilisée pour le nettoyage du graphite. Pour faire varier cette énergie de manière reproductible, il est possible de modifier le retard du Q-Switch mais ceci ne peut pas nous fournir des variations fines de l'énergie. A cet effet, nous changeons le retard du Q-Switch pour les grandes variations uniquement : lorsqu'on passe de l'énergie de nettoyage (~ 25 mJ) à l'énergie de désorption ($\sim 1-2,5$ mJ).

Pour faire varier l'énergie de désorption utilisée sur le graphite et celle utilisée sur la feuille de Ni-Te, nous avons installé un petit système à la sortie de la cavité du laser. Ce système est constitué d'une lame demi-onde et un prisme de Glan. On fait tourner la lame demi-onde à l'aide d'une tige liée à une vis micrométrique. A chaque position de la vis (graduée de 0 à 10) correspond une valeur d'énergie donnée. Avant de commencer chaque expérience on étalonne l'énergie du YAG de désorption en fonction de la position de la vis pour une valeur du Q-switch donnée.

- Le laser de pompage :

C'est un laser Nd-YAG de type Quantel de taux de répétition de 10 Hz. L'énergie maximale du faisceau infrarouge 1064 nm est de 130 mJ/impulsion pour une tension de lampes flash de 1700 V. Le faisceau doublé 532 nm est délivré avec une énergie de 86 mJ. Le faisceau triplé 355 nm quant à lui possède une énergie d'environ $\sim 20-30$ mJ/impulsion. La largeur d'impulsion est de 10 ns. On utilise comme faisceau de pompage le faisceau vert. Il est divisé en deux. Le premier est envoyé sur le laser à colorant Lambda-physik et le deuxième sur les trois cellules à colorants du système compulsé (figure III-24) : une première a lieu dans la cavité du laser compulsé et la deuxième au niveau des deux cellules amplificatrices après une ligne de retard.

Dans le schéma d'ionisation en 3 étapes que nous utilisons, l'étape d'ionisation est effectuée par l'absorption d'un photon infrarouge à 1064 nm. Ce faisceau est délivré directement par le Nd-YAG de pompage. Néanmoins, l'énergie délivrée par ce faisceau est très grande et pour pouvoir la régler nous avons placé à la sortie du laser une lame quart d'onde ajustable suivie d'un prisme de Glan. Nous avons travaillé avec des énergies de l'ordre de 25-35 mJ.

- Le laser monomode pulsé « Compulsé » :

L'objectif de ce laser (conçu et réalisé au Laboratoire Aimé Cotton) [Pin77, Lib83] est d'obtenir un faisceau accordable de haute résolution et pulsé. Ce laser est constitué d'un laser à colorant continu monomode accordable de faible intensité de type Coherent 599 qui fournit une puissance de 20 mW environ. Le signal de ce laser est amplifié en rajoutant une cellule à colorant à l'intérieur de la cavité du laser pompée par le faisceau 532 nm du Nd-YAG. Le laser *compulsé* est basé sur le principe d'injection qui consiste à imposer une fréquence précise d'oscillation au moment où le gain est important. Ainsi, l'excitation pulsée du laser YAG fournit une impulsion d'une grande intensité bloquée sur la fréquence de l'oscillation continue.

La cavité du laser *compulsé* est représentée sur la figure III-25. Le faisceau continu est obtenu par un jet de colorant excité par un laser Argon. Ce jet doit être stable et s'écouler

rapidement en flux laminaire. C'est pour cette raison qu'on utilise un solvant de grande viscosité. Dans le cas des tellures, pour obtenir la longueur d'onde 214,35 nm par triplage (doublage et mélange), la cavité du laser monomode doit osciller à 643 nm. Pour cela nous avons utilisé du DCM (Dicyanmethyle) dissout dans de l'éthylèneglycol.

La sélection du mode résonant se fait au moyen des éléments intracavité (figure III-25). Le filtre de Lyot qui est un filtre biréfringent à 3 lames parallèles, effectue une première sélection de mode dans la courbe de gain du colorant (figure III-26). Le passage par l'étalon fin engendre une deuxième sélection de mode (courbe C sur la figure III-26), celle-ci subit une troisième sélection par l'étalon épais au maximum de la courbe de gain B1 (1^{er} ordre de la courbe de gain du filtre de Lyot). Ces deux étalons sont des interféromètres de Fabry-Pérot dont les pics d'interférences successifs sont séparés de 200 GHz pour l'étalon fin et 10 GHz pour l'étalon épais. Ainsi, étant donné que la longueur de la cavité est d'environ 50 cm, les modes de celle-ci seront séparés de 280 MHz (figure III-26). Le mode de sortie est celui pour lequel le gain de la cavité est le plus élevé et c'est celui sur lequel la cavité va osciller.

Pour balayer la fréquence du mode sélectionné, on fait varier la longueur de la cavité grâce à la rotation d'une lame à angle de Brewster située au centre de la cavité. Une inclinaison de $\pm 2^\circ$ par rapport à l'angle de Brewster fait varier la fréquence du laser de ± 15 GHz. Pour ne pas provoquer des sauts de mode, la longueur de la cavité doit varier simultanément avec le maximum de transmission des deux étalons en contrôlant l'épaisseur de l'étalon épais (distance entre les lames) et l'inclinaison de l'étalon fin. Ce contrôle s'effectue en prélevant une partie du faisceau à la sortie de la cavité qu'on envoie sur un étalon Fabry-Pérot de référence externe stabilisé en température. Lorsque la longueur d'onde change, un signal électrique est transmis au miroir M2 et à la lame à angle de Brewster pour rétablir la longueur totale de la cavité.

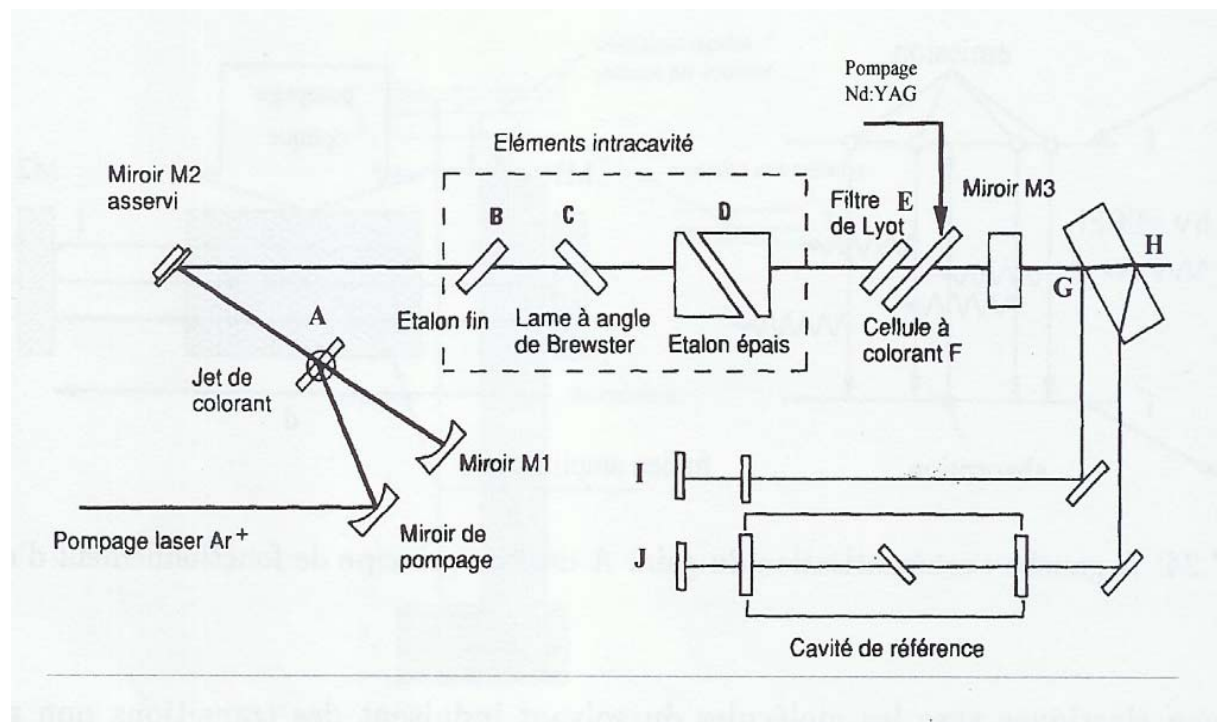


Figure III-25 : Les éléments de la cavité laser du « compulsé ».

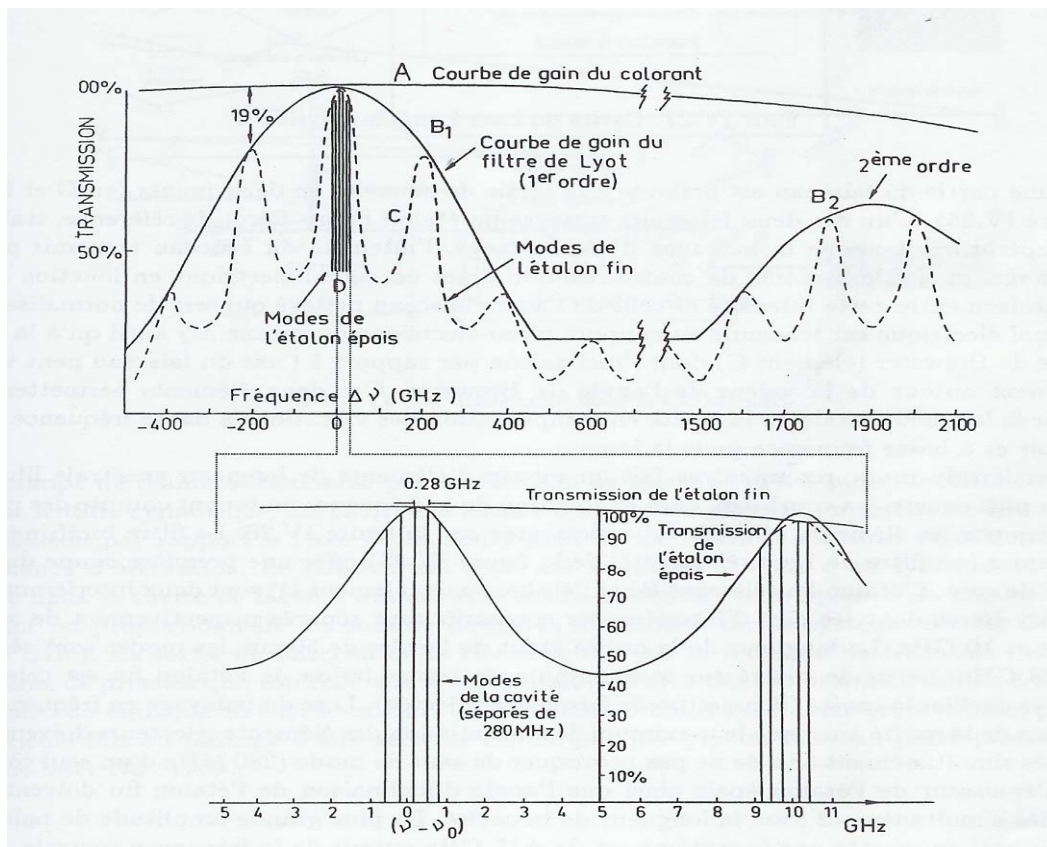


Figure III-26 : La courbe de gain de la cavité du laser monomode pulsé.

Le faisceau monomode pulsé de 642 nm obtenu est amplifié à la sortie de la cavité en passant par deux cellules à colorant pompées par le 532 nm du laser de pompage Nd-YAG qui jouent le rôle de préamplificateur et amplificateur pour une meilleure suppression du bruit dû à l'excitation du colorant. Le gain du préamplificateur est de 10 et celui de l'amplificateur est de 100 à 1000.

La longueur d'onde de la transition hyperfine est de 214,35 nm. Elle est obtenue en triplant la fréquence du faisceau émis par le pulsé, le doublage étant obtenu par un cristal KDP (phosphate diacide de potassium) et le mélange par un cristal BBO. L'énergie obtenue est de quelques μJ ce qui est largement suffisante pour saturer la transition.

- Le laser à colorant pulsé Lambda-physik :

Le principe de fonctionnement de ce laser est simple par rapport au pulsé. Il est constitué de deux cellules à colorants (figure III-27) pompées par le faisceau du Nd-YAG à 532 nm, l'une pour l'oscillateur/préamplificateur et l'autre pour l'amplification. Le colorant utilisé ici était de la rhodamine 6G dissoute dans du méthanol à une concentration de 0,1 g/l pour obtenir le faisceau du 2^{ème} étage à 591 nm.

La sélection de la fréquence d'oscillation s'effectue par un réseau de Littrow fixé à l'extrémité de la cavité en l'inclinant par rapport à l'axe de la cavité. La résolution en fréquence est obtenue en étalant le faisceau sur le réseau à l'aide d'un système de prismes. Le faisceau sortant de la cavité est pré-amplifié dans l'oscillateur et subit une amplification au passage de la deuxième cellule à colorant (figure III-27). L'efficacité de ce laser est de 32%

avec de la Rhodamine 6G. Dans notre cas nous n'avons pas eu besoin de l'amplificateur car la transition du deuxième étage est résonante et ne requière pas beaucoup d'énergie. De plus, au cours de l'expérience en ligne nous avons eu recours aux atténuateurs placés dans la trajectoire des faisceaux de pompage pour diminuer l'intensité du faisceau pour gagner en résolution des spectres hyperfins.

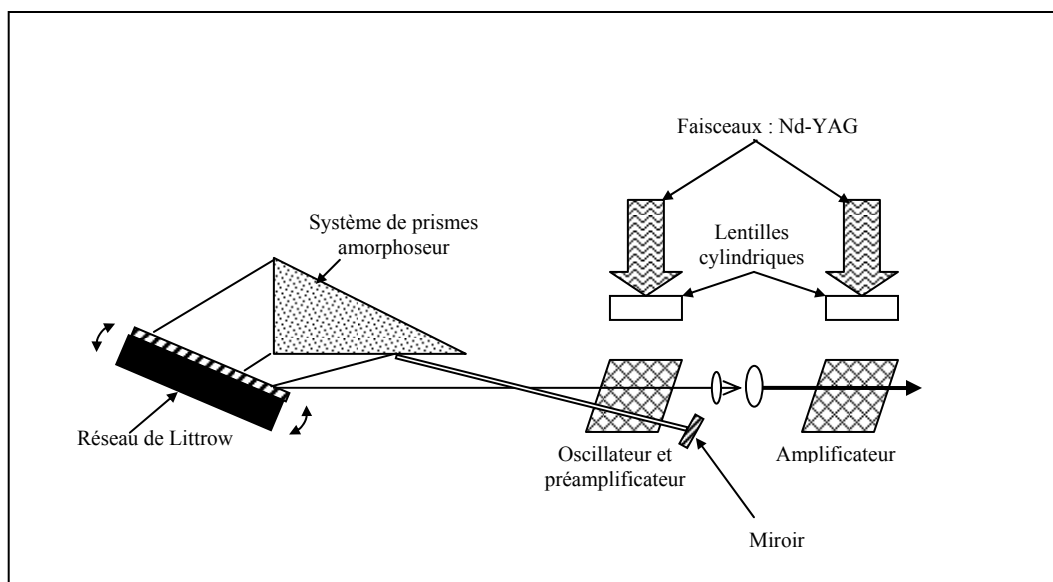


Figure III-27 : Schéma du laser Lambda-Physik FL30002.

Jusqu'à présent nous avons vu comment sont produits les isotopes de Te qu'on veut mesurer, comment ce faisceau entre dans COMPLIS et est implanté, comment les atomes sont désorbés et sous quelles conditions. Nous avons vu également leur ionisation par faisceaux laser et comment sont obtenus ces faisceaux laser. Il reste maintenant à décrire le système de contrôle/commande de l'expérience ainsi que l'acquisition des données.

5-5 Constitution et acquisition des spectres hyperfins

Le balayage en fréquence $\Delta\nu$ correspondant à la mesure du spectre entier est divisé en N pas de $\delta\nu = \Delta\nu/N$. pour chaque pas, le tir du YAG de désorption est déclenché. Ce tir est composé d'une série de n coups (ou impulsions), $1 < n < 128$ assés à 10 Hz. A chaque coup, le signal délivré par les galettes de microcanaux en fonction du temps est enregistré dans la mémoire d'un oscilloscope numérique Tektronik TDS540. Si la fréquence de premier étage correspond à une transition hyperfine pour un isotope de masse A désorbé à l'instant t_0 alors le signal délivré par les galettes présente un pic au bout d'un temps $t_0 + T_{vol}(A)$, où $T_{vol}(A)$ est le temps de vol de la masse A . L'oscilloscope effectue la moyenne des n courbes obtenues pour les n coups correspondant à un pas de fréquence. La station SUN qui gère l'expérience stocke cette courbe dans une matrice. La fréquence du laser du premier étage est ensuite décalée de $\delta\nu$, on désorbe, on stocke le signal des galettes, etc. jusqu'à avoir effectué le balayage complet $\Delta\nu$ du spectre. On dispose alors d'une matrice tridimensionnelle (fréquence, temps de vol, nombre de coups) dont un exemple de la projection totale sur le temps de vol est donné figure III-29. Sur cette figure on voit les masses de tellure $^{126}, ^{127}, ^{128}, ^{129}, ^{130}\text{Te}$. La masse 130 a été délivrée par l'injecteur et implanté sur le support en graphite. Elle sert de masse de référence pour les différents spectres enregistrés. Les autres masses observées sur la figure III-28 n'ont

pas été implantées en même temps, elles sont dues à l'accumulation des différents isotopes implantés durant toute l'expérience.

Selon les taux de production et les périodes des isotopes, nous disposons de deux manières de gérer la succession des implantations et des désorptions : le mode *implantation/désorption* et le mode *point par point*.

- *Le mode implantation/désorption :*
En mode implantation/désorption, les ions sont implantés pendant une certaine durée sur la banane de collection qui tourne lentement à typiquement $0,05^\circ/1,2s$. Pour avoir un dépôt uniforme, le disque ne tourne que quand les protons du PS Booster sont envoyés sur la cible d'ISOLDE. A la fin de la phase d'implantation, le disque est ramené rapidement à sa position d'origine et les atomes sont désorbés et ionisés tandis que le disque tourne à la même vitesse que pendant l'implantation. Ainsi, à chaque pas de désorption/pas de fréquence, les atomes ont subi le même temps d'attente entre l'implantation et la désorption.
- *Le mode point par point :*
Ce mode est requis lorsque les durées de vie sont courtes et lorsque les productions sont faibles. Les ions sont implantés pendant une durée égale à un nombre entier de macrocycle(s) de 14,4s, à position du disque collecteur fixe. Ensuite le disque tourne lentement pendant que le YAG désorbe les noyaux implantés, ceci à un pas de fréquence donnée. On répète cette séquence à chaque pas de fréquence.

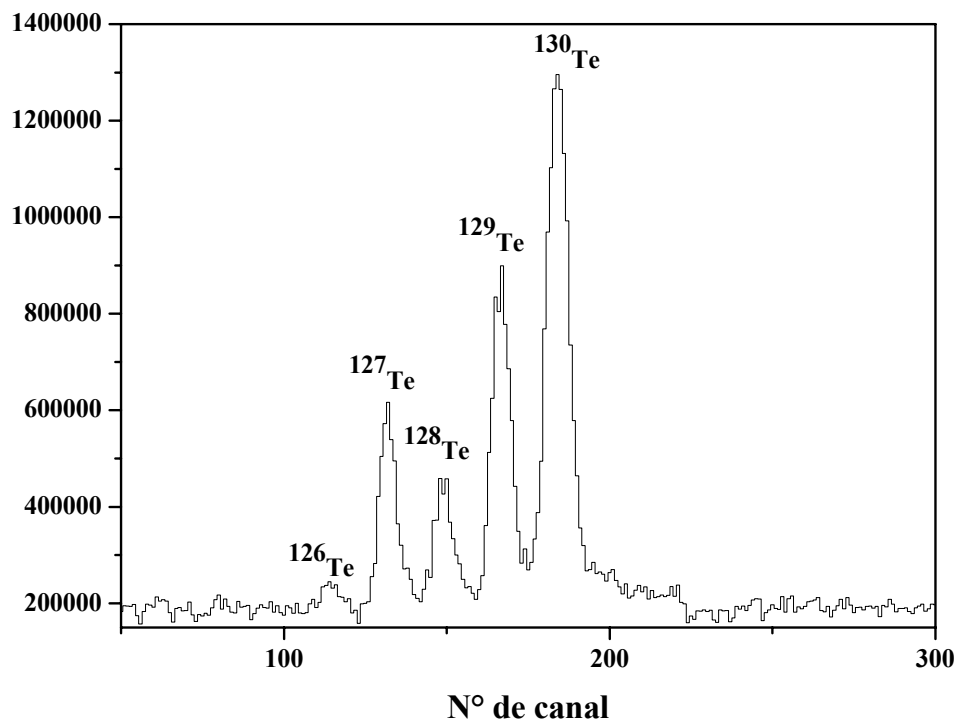


Figure III-28 : Projection totale d'un spectre en temps de vol comprenant les masses de tellure 126, 127, 128, 129 et 130.

Pour les isotopes de tellure, tous les stables ont été mesurés en mode implantation/désorption. Les isotopes radioactifs riches en neutrons ont été mesurés par les deux modes pour comparaison excepté pour les isotopes ^{135}Te et ^{136}Te où les durées de vie sont courtes et les productions faibles.

La réalisation de l'expérience COMPLIS est orchestrée par la station SUN qui fonctionne selon un programme de pointe conçu à l'IPN [Bar02]. Il est calé sur l'horloge de 1,2s du PS-Booster pour la synchronisation des tâches : le déclenchement de l'implantation, le mouvement de la cible, le déclenchement de la désorption et des faisceaux laser d'ionisation, l'avance du pas en fréquence, le déclenchement de l'oscilloscope numérique et l'enregistrement du spectre sur le disque. Il stocke également la fréquence du premier étage en lisant les données d'un Lambda-mètre de 90 MHz de résolution. Il permet de visualiser le spectre en ligne en 3 dimensions. Les spectres hyperfins sont obtenus en effectuant une sélection dans la matrice à 3 dimensions pour avoir un spectre bidimensionnel : nombre d'ions détectés en fonction de la fréquence pour une masse donnée. Cette opération est effectuée par le programme SLABVIEW conçu à l'IPN [Rab99].

6- Analyse des données, résultats et interprétation

L'extraction des résultats est effectuée en trois étapes : tout d'abord, pour chaque isotope, on construit les schémas des niveaux hyperfins associés au niveau fondamental et au niveau excité. Ceux-ci sont reliés par des transitions hyperfines que l'on doit identifier dans le spectre expérimental. Ensuite on extrait les 2 constantes de structure hyperfine de chaque état (A , A' , B et B') ainsi que le centre de gravité à partir des spectres expérimentaux. Finalement, on calcule les moments nucléaires à partir de A et B et la variation du rayon carré moyen de charge à partir du déplacement isotopique ou de la différence en fréquence de deux centres de gravité pour deux isotopes.

6-1 Construction des structures hyperfines et identification des raies

Lorsqu'on connaît le spin nucléaire, il est facile d'en déduire la structure hyperfine de l'atome. Chaque niveau possède une énergie bien définie en fonction de l'énergie de structure fine, de A et de B (cf. Eq. III-15). Les niveaux sont reliés par des transitions régies par les règles de sélections citées dans le paragraphe 4. Sur la figure III-29 sont représentées les structures hyperfines des états fondamental et isomérique du ^{133}Te . On s'attend à observer 8 raies pour l'état $3/2$ et 9 pour l'état $11/2$, ceci dans le même spectre de la masse 133. Les intensités relatives sont tabulées dans "Nuclear Moments" [Kop58].

6-2 Extractions des constantes de structure hyperfine et du déplacement isotopique

Au début du chapitre III, dans la partie 4-1-2, nous avons donné l'expression de l'énergie totale d'un niveau hyperfin comme :

$$W = W_J + \frac{AC}{2} + B \frac{3/2C(C+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{4I(2I-1)J(2J-1)} \quad (\text{III-15})$$

où $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$

et W_J le terme d'énergie de structure fine

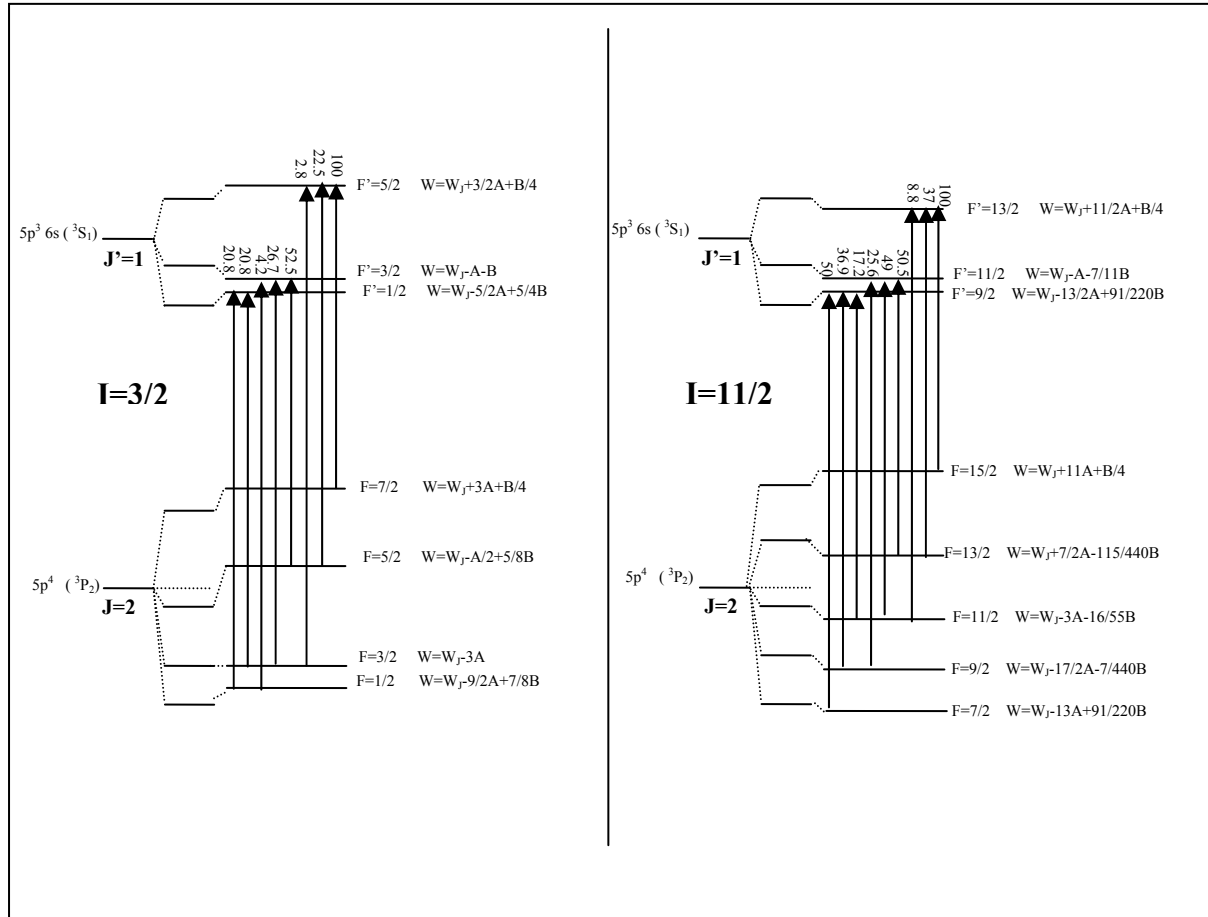


Figure III-29 : Les transitions hyperfines de l'isotope ^{133}Te dans l'état fondamental (à gauche) et dans l'état isomérique (à droite) avec les intensités relatives des raies de chaque transition.

Ainsi, la fréquence correspondant à la transition entre le niveau hyperfin F du multiplet J vers le niveau hyperfin F' du multiplet J' s'écrit :

$$\nu = \nu_0 + \frac{A'C'}{2} - \frac{AC}{2} + B' \frac{3/2C'(C'+1) - 2I(I+1)J'(J'+1)}{4I(2I-1)J'(2J'-1)} - B \frac{3/2C(C+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{4I(2I-1)J(2J-1)} \quad (\text{III-16})$$

où ν_0 représente le centre de gravité du spectre hyperfin ou la fréquence de structure fine.

La structure hyperfine à partir de la transition d'excitation $5p^4({}^3P_2) \rightarrow 5p^3 6s({}^3S_1)$ présentera (conformément au paragraphe 4-1-3) :

- 3 raies hyperfines pour les isotopes impairs stables, $I^\pi = 1/2^+$
- 8 raies hyperfines pour les isotopes radioactifs impairs $^{127}, ^{129}, ^{131}, ^{133}\text{Te}$ dans leur état fondamental, $I^\pi = 3/2^+$
- 9 raies hyperfines pour les isotopes radioactifs impairs $^{127}, ^{129}, ^{131}, ^{133}\text{Te}$ dans leur état isomérique, $I^\pi = 11/2^-$
- 9 raies hyperfines pour l'isotope radioactif impair ^{135}Te , $I^\pi = 7/2^-$

Nous avons représenté sur la figure III-29 les transitions hyperfines de l'isotope ^{133}Te dans son état fondamental (à gauche) et isomérique (à droite). Les autres isotopes présentent la même structure hyperfine. Ainsi, les spectres expérimentaux obtenus pour les noyaux impairs excepté le ^{135}Te ($I^\pi = 7/2^-$) sont très complexes car ils comprennent toutes les transitions hyperfines correspondant à l'état fondamental ($I^\pi = 3/2^+$) et celles correspondant à l'état isomérique ($I^\pi = 11/2^-$).

Ainsi, pour chaque isotope, en résumant toutes les transitions correspondantes, on abouti à un système de la forme :

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \nu_0 + c_{11}A' + c_{12}A + c_{13}B' + c_{14}B \\ \nu_2 &= \nu_0 + c_{21}A' + c_{22}A + c_{23}B' + c_{24}B \\ &\dots\dots\dots \\ \nu_m &= \nu_0 + c_{m1}A' + c_{m2}A + c_{m3}B' + c_{m4}B \end{aligned} \quad (\text{III-17})$$

où m représente le nombre de transitions hyperfines pour chaque isotope (isomère ou fondamental), A et B les constantes de structure hyperfine de l'état fondamental, A' et B' les constantes de structure hyperfine de l'état excité, ν_0 le centre de gravité du spectre hyperfin et les constantes c_{ij} sont déterminées par les valeurs des spins I et J (équation III-16).

Dans ce système d'équations, nous devons déterminer cinq inconnues : les constantes A, B, A', B' et le centre de gravité ν_0 ceci pour chaque état fondamental nucléaire ou isomérique. Pour cela, il faut identifier au minimum cinq raies hyperfines dans le spectre expérimental afin de pouvoir résoudre le système d'équations III-17 qu'on écrit sous la forme matricielle $MX = Y$:

$$\begin{bmatrix} 1 & c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} \\ 1 & c_{21} & c_{22} & c_{23} & c_{24} \\ 1 & c_{31} & c_{32} & c_{33} & c_{34} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & c_{m1} & c_{m2} & c_{m3} & c_{m4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_0 \\ A' \\ A \\ B' \\ B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ \vdots \\ \nu_m \end{bmatrix} \quad (\text{III-18})$$

Le calcul de la matrice des inconnues X s'effectue par la méthode des moindres carrés [Mar71]. Dans ce calcul on prend en considération l'erreur statistique sur chaque fréquence en introduisant la matrice diagonale Σ des inverses des carrés des écarts types correspondants à chaque fréquence. La solution s'écrit alors sous la forme :

$$X = ({}^t M \Sigma M)^{-1} ({}^t M \Sigma Y) \quad (\text{III-19})$$

L'erreur statistique sur chaque inconnue sera donnée par le calcul de la matrice :

$$VAR(X) = ({}^t M \Sigma M)^{-1}$$

Il apparaît clairement que l'identification des raies hyperfines de chaque spectre est importante dans la résolution de l'équation III-19. Cette identification est basée

essentiellement sur la comparaison des intensités relatives des raies. Mais celles-ci peuvent ne pas être respectées et changer d'un spectre à l'autre selon les conditions expérimentales.

En effet, les intensités relatives étant proportionnelles à l'efficacité au cours des différents enregistrements, celles-ci peuvent être modifiées pour différentes raisons : l'inhomogénéité de l'implantation sur la cible pouvant faire varier la quantité d'atomes désorbés suivant la zone d'implantation, la saturation des raies due à une trop forte intensité du 2^{ème} étage ou au contraire une baisse d'intensité du 1^{er} étage en cours d'enregistrement. Ceci peut conduire à une mauvaise définition du centroïde d'un pic correspondant à la raie hyperfine. Pour surmonter cette difficulté nous enregistrons le plus grand nombre de spectres possibles pour chaque masse pour pouvoir déterminer la position des raies hyperfines à partir de la comparaison des différents spectres. Le centre de gravité de chaque pic sera donc la moyenne des positions en fréquence trouvées dans les différents spectres :

$$\bar{\nu} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \nu_i \quad (\text{III-20})$$

où n est le nombre de spectres et ν_i la position en fréquence du pic du spectre i .

L'erreur statistique correspondante est donnée par :

$$\Delta \nu = \left[\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (\nu_i - \bar{\nu})^2 \right]^{1/2} . \quad (\text{III-21})$$

Nous validons par la suite l'identification des raies par la comparaison des rapports A/A' et B/B' des constantes de structure hyperfine. En effet, ces deux quantités sont purement atomiques et sont donc inchangées le long d'une chaîne isotopique. Le rapport A/A' a été déterminé pour les isotopes pour lesquels nous avons obtenu le plus grand nombre de spectres c'est-à-dire les deux isotopes stables ^{123}Te et ^{125}Te . Avec un spin nucléaire $I = 1/2^+$, ces derniers n'ont pas de contribution électrostatique à la structure hyperfine. Pour le rapport B/B' , il a été estimé avec les spectres des isotopes radioactifs de spin $> 1/2$.

La validation finale de l'identification est obtenue après la comparaison du spectre théorique tracé à partir des valeurs des cinq inconnues A , B , A' , B' et ν_0 , avec le spectre expérimental. Si toutes les raies coïncident, nous validons le résultat. Sinon on procède à une autre identification qui aboutit à une combinaison de cinq autres valeurs de A , B , A' , B' et ν_0 à partir de laquelle on calcule un autre spectre théorique qu'on superpose au spectre expérimental et ainsi de suite jusqu'à ce que les deux spectres coïncident complètement. Dans la figure III-30 on montre l'exemple de l'isotope ^{127}Te où le spectre théorique calculé avec les paramètres trouvés (paragraphe 6-2-1) correspond au spectre expérimental. La structure apparaissant dans l'avant dernier pic à 88,4 GHz est due à une instabilité lors de la désorption.

Les figures III-31 et III-32 représentent les spectres hyperfins des noyaux pairs d'un côté et des isotopes impairs de l'autre, tous superposés à la même échelle. On remarque sur ces figures que la largeur à mi-hauteur des pics est différente d'un spectre à l'autre. Ceci est dû à la résolution en fréquence qui peut être différente d'une prise de données à l'autre. Ce changement de résolution en fréquence est dû aux nombres d'atomes présents dans le cône de désorption : plus celui-ci est grand, plus la transition hyperfine sera large à cause d'une plus grande dispersion en vitesse.

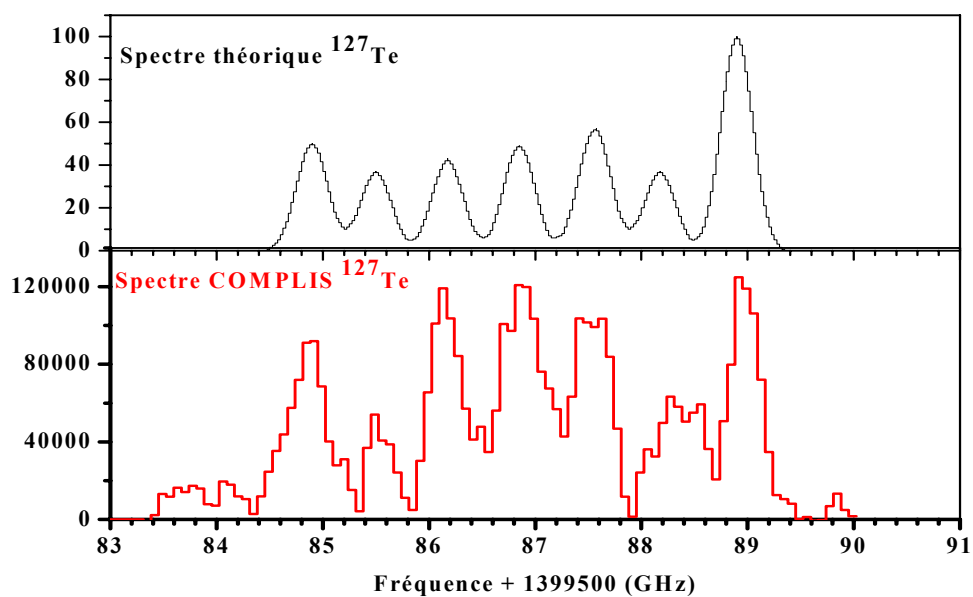


Figure III-30 : Comparaison du spectre expérimental du ^{127}Te avec le spectre théorique calculé avec la combinaison de valeurs des paramètres A , A' , B , B' et ν_0 du tableau III-8.

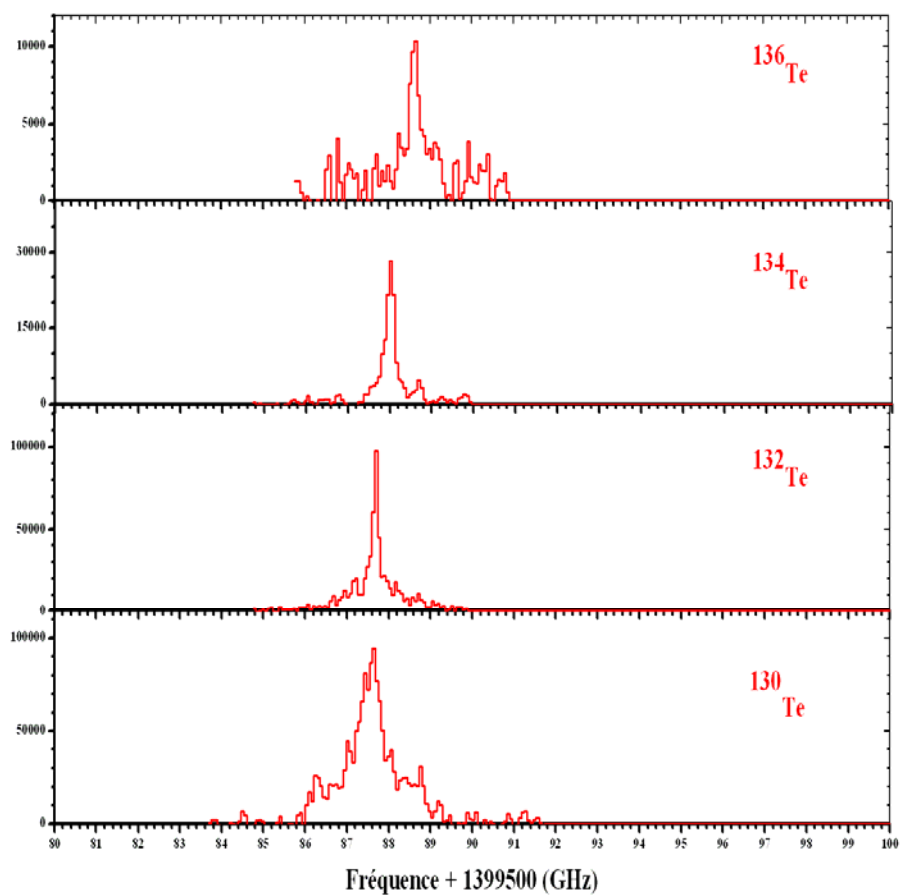


Figure III-31 : Les spectres hyperfins enregistrés par COMPLIS des isotopes paires-paires riches en neutrons.

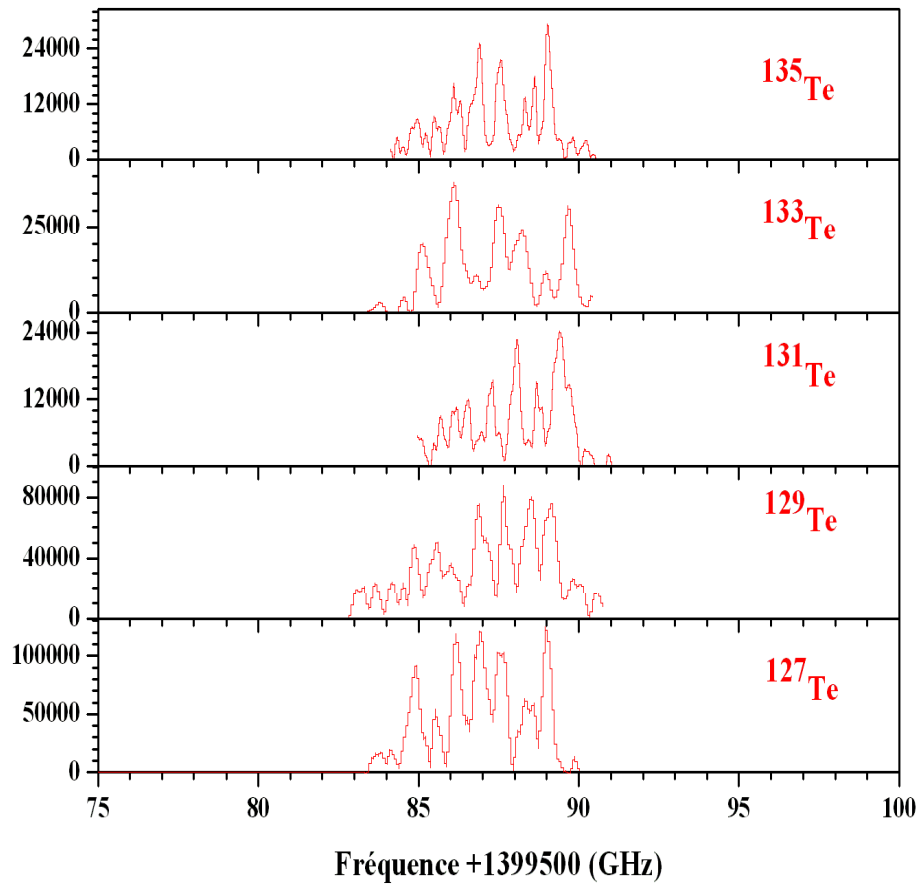


Figure III-32 : Les spectres hyperfins enregistrés par COMPLIS des isotopes de tellure impairs riches en neutrons.

Le programme d'acquisition de COMPLIS enregistre le spectre obtenu de l'oscilloscope numérique pour chaque pas de fréquence dans une matrice de 3 dimensions (canal x = temps de vol, canal y = pas en fréquence et en z le nombre de coups). Cet enregistrement est réalisé en parallèle avec l'enregistrement de la longueur d'onde mesurée par le Lambda-mètre. On extrait de cette matrice le spectre en fréquence correspondant à la masse de l'isotope que l'on étudie. Cette extraction est effectuée avec le programme SLABVIEW, lequel permet également de traiter les spectres monodimensionnels, en particulier d'obtenir le centre de gravité des pics présents dans les spectres. L'étalonnage en fréquence du spectre avec le fichier de sortie du Lambda-mètre nous permet de déterminer la position en fréquence des pics. Nous calculons la moyenne à partir de l'équation III-20 et l'erreur correspondante par l'équation III-21. Pour s'affranchir des fluctuations (en fréquence absolue) du Lambda-mètre, nous déterminons la fréquence d'un pic par rapport à la fréquence d'une masse de référence voisine. Nous avons choisi comme masse de référence le ^{128}Te pour les mesures des isotopes stables et l'isotope ^{130}Te pour les mesures des isotopes radioactifs.

Le déplacement isotopique sera la différence entre la valeur du centre de gravité ν_0 mesurée pour chaque masse et la valeur mesurée pour la masse de référence.

Les isotopes pairs-pairs ne possédant pas de structure hyperfine ($I = 0$), leur analyse est beaucoup plus facile. Les résultats de déplacements isotopiques obtenus pour les isotopes pairs-pairs (stables et riches en neutrons) sont résumés dans le tableau III-8.

<i>Masse</i>	$\Delta \nu^{A-A_{réf}} \text{ (MHz)}$
120	-1029 (11)
122	-829 (13)
124	-625 (13)
126	-426 (11)
128	-211 (11)
130	0
132	214 (15)
134	402 (15)
136	1242 (21)

Tableau III-8 : Les positions en fréquence des isotopes pairs-pairs de tellure. Les déplacements isotopiques sont déterminés par rapport à la masse 130.

Du tableau III-8 nous déduisons que le déplacement isotopique est d'environ ~ 100 MHz par masse jusqu'à la masse 134 ($N = 82$). Au-delà de $N = 82$ le déplacement isotopique est beaucoup plus grand ; environ 800 MHz entre les isotopes ^{134}Te et ^{136}Te . Cette augmentation brusque du déplacement isotopique prédit déjà l'existence d'une rupture de pente à $N = 82$.

Les spectres d'isotopes impairs ont été analysés selon la méthode décrite dans le paragraphe 6-2. Le déplacement isotopique a été mesuré par rapport à la masse 130. Celui-ci et les constantes de structure hyperfine ont été déterminés par l'équation III-19. Les résultats sont résumés dans le tableau III-9 pour tous les isotopes impairs stables et radioactifs.

<i>Masse</i>	$\Delta \nu^{A-A_{réf}} \text{ MHz}$	<i>A</i> MHz	<i>A'</i> MHz	<i>A / A'</i>	<i>B</i> MHz	<i>B'</i> MHz	<i>B / B'</i>
123g	-815 (15)	-828 (11)	783 (20)	-1,06 (04)			
125g	-594 (19)	-998 (14)	943 (20)	-1,06 (04)			
125m	-659 (79)	-100 (15)	96 (24)	-1,05 (29)	23 (234)	-13 (150)	-2 (15)
127m	-302 (50)	-106 (12)	102 (17)	-1,05 (21)	232 (168)	-87 (129)	-2,7 (44)
129m	-167 (12)	-113 (2)	108 (3)	-1,04 (3)	555 (41)	-100 (15)	-5,50 (91)
131m	104 (50)	-123 (14)	115 (23)	-1,06 (24)	343 (196)	-122 (111)	-3 (3)
133m	319 (42)	-117 (10)	119 (17)	-0,99 (16)	393 (200)	-139 (102)	-2,8 (25)
133g	283 (31)	315 (6)	-306 (13)	-1,03 (2)	316 (150)	-156 (100)	-2 (3)
135	952 (13)	-110 (7)	105 (15)	-1,05 (16)	413 (117)	-82 (83)	-5 (5)

Tableau III-9 : Les résultats de l'analyse des spectres des isotopes impairs de tellure. Le déplacement isotopique est déterminé par rapport à la masse 130.

D'après le tableau III-9, on remarque qu'il n'y a pas eu de mesure sur l'isotope ^{123m}Te . Ceci est dû au fait que l'isomère 123 est peu produit par ISOLDE et les spectres enregistrés pour cette masse étaient inexploitable car le spectre hyperfin était noyé dans le bruit de fond.

En ce qui concerne les isotopes radioactifs riches en neutrons, tous les spectres hyperfins enregistrés sont un mélange entre la structure hyperfine du fondamental et de l'isomère (paragraphe 6-2). Ceci a rendu l'analyse très difficile car la séparation entre les deux structures était impossible excepté pour la masse 133. En regardant les productions des isotopes de Te (figure III-13), la production (nombre de noyaux collectés par seconde) de l'isotope ^{133m}Te représente un facteur 1,8 fois la production de l'isotope ^{133g}Te , ce qui revient à dire que les productions des deux isotopes sont à peu près équivalentes. Par contre, pour la masse 131, la production de l'isomère ^{131m}Te est 10 fois plus grande que la production du fondamental ^{131g}Te . Les productions pour les masses 129 et 127 n'ont pas été estimées mais elles sont prédites équivalentes au cas de la masse 131. C'est pour cette raison que le spectre du fondamental était complètement caché par celui de l'isomère pour pratiquement toutes les masses sauf pour le ^{133}Te .

Le déplacement isotopique est pratiquement constant (~ 100 MHz par masse) jusqu'à la masse 133 et on note une augmentation rapide pour la masse 135, le premier isotope après le passage de la couche magique $N = 82$. Le déplacement isotopique entre la masse 134 et 135 est d'environ ~ 500 MHz ce qui conforte l'idée de l'existence du *kink* après $N = 82$. L'autre résultat découlant de ces mesures est la détermination du déplacement isomérique pour la masse 133 et 125 : $\Delta\nu_{\text{isomérique}}^{133} = (36 \pm 52)\text{MHz}$ et $\Delta\nu_{\text{isomérique}}^{125} = (65 \pm 81)\text{MHz}$.

Nous avons présenté les résultats d'analyse en mélangeant les isotopes stables et les isotopes radioactifs riches en neutrons malgré le fait qu'ils ne soient pas obtenus de la même manière (les uns délivrés par l'injecteur relié à COMPLIS et mesurés hors ligne et les autres par ISOLDE). La mesure des isotopes stables est en effet cruciale pour pouvoir extraire les paramètres physiques qui nous intéressent à savoir les moments nucléaires et la variation du rayon carré moyen de charge. Le spin de ces noyaux étant $1/2$, ils ne possèdent pas de constante de structure hyperfine B. On ne peut donc pas extraire le gradient de potentiel au centre du noyau $\phi_{JJ}(0)$. Il sera donc déterminé par le calcul. Pour déterminer le champ magnétique créé par les électrons au centre du noyau $\overline{H}(0)$ (paragraphe 6-2-2), le facteur F dépendant de la transition et l'effet de masse M (paragraphe 6-2-3), nous avons utilisé les valeurs des moments magnétiques et les variations du rayon de charge existantes dans la littérature sur les isotopes stables en combinaison avec la constante de structure hyperfine A et le déplacement isotopique mesurés par COMPLIS. C'est pour cette raison que les mesures sur les isotopes stables doivent être réalisées avec une très grande précision. Pour cela un très grand nombre de spectres a été enregistré pour chaque masse en utilisant le faisceau délivré par l'injecteur ainsi que l'échantillon Ni-Te disponible sur la cible (figure III-16). Les résultats de déplacements isotopiques obtenus pour les stables (tableau III-8 et III-9) ont été comparés (figure III-33) aux variations des rayons carrés moyens de charge obtenus à partir des atomes muoniques [She88] (tableau III-4). Les deux courbes de la figure III-33 ont été tracées par rapport à la masse 128.

La comparaison des deux courbes montre clairement que la variation du déplacement isotopique suit la variation du rayon carré moyen de charge excepté entre les masses 122 et 120. Ceci est dû aux mesures peu nombreuses sur la masse 120 à cause de son abondance isotopique très faible 0,09% (tableau III-6).

Nous avons utilisé un autre point de comparaison pour vérifier la validité des résultats obtenus pour les isotopes stables : nous avons comparé le rapport des constantes de structure hyperfine A des isotopes ^{123}Te et ^{125}Te mesurés par COMPLIS, au rapport de leurs moments magnétiques mesurés avec précision [Wea53](tableau III-10).

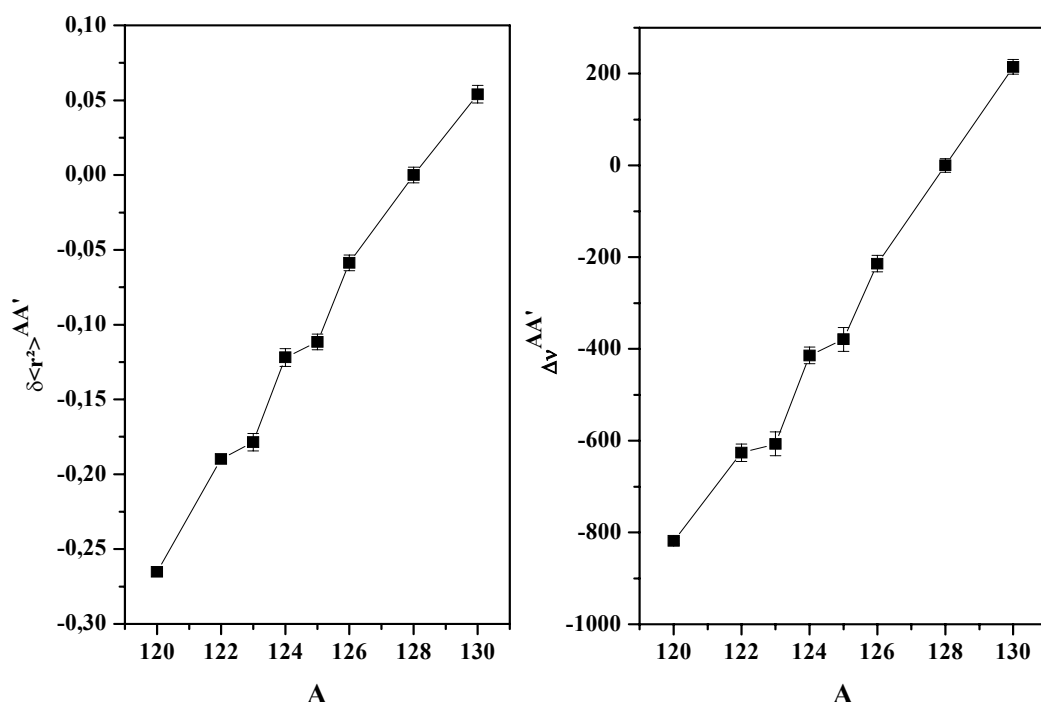


Figure III-33 : Comparaison des déplacements isotopiques des isotopes de tellure stables (à droite) à la variation de leurs rayons carrés moyens de charge calculés à partir des atomes muoniques (à gauche).

Cette comparaison est tout à fait justifiée car d'après l'équation III-8, A et μ sont reliés par : $A/IJ = \mu_I \overline{H(0)}$. Les isotopes ^{123}Te et ^{125}Te ont le même spin nucléaire $I = 1/2$ et $\overline{H(0)}$ est constant sur une chaîne isotopique. Ainsi, on doit trouver un rapport des constantes A égal au rapport des moments magnétiques puisque ces derniers sont calculés avec une très grande précision. D'après le tableau III-10, les rapports sont en parfait accord, ce qui nous permet de valider les résultats expérimentaux des isotopes stables.

Masse	A [MHz]	μ [μ_N]	$A(^{123}\text{Te})/A(^{125}\text{Te})$	$\mu(^{123}\text{Te})/\mu(^{125}\text{Te})$
123	-828 (11)	-0,7369478 (8)	0,8296 (160)	0,8294244 (9)
125	-998 (14)	-0,8885051 (4)		

Tableau III-10 : Comparaison du rapport des constantes de structure hyperfine des isotopes stables 123 et 125 au rapport de leurs moments magnétiques.

En ce qui concerne les isotopes de tellure radioactifs riches en neutrons, nous avons un rapport des constantes A/A' équivalent à celui des isotopes stables et un rapport des constantes B/B' relativement différent d'un isotope à l'autre mais dans la limite des grandes barres d'erreurs. En effet, la précision sur B est toujours très médiocre dans ce type de mesure car les transitions sont petites et proches en énergie.

La validation des résultats expérimentaux est donc basée comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe 6-2 sur la comparaison du spectre théorique calculé avec les paramètres

expérimentaux du tableau III-9 et le spectre expérimental (voir exemple du ^{127}Te de la figure III-30).

Dans ce qui suit nous détaillerons comment s'effectue l'extraction des moments nucléaires et des rayons carré moyen de charge à partir des mesures expérimentales résumées précédemment.

6-3 Extraction des moments nucléaires μ_I et Q_s

Au début du chapitre III, dans la partie 4-1-1 et 4-1-2, nous avons montré que les constantes de structure hyperfine sont reliées aux valeurs des moments nucléaires par les expressions suivantes :

$$A = \frac{\mu_I \overline{H(0)}}{IJ} \quad \text{et} \quad B = eQ_s \overline{\phi_{JJ}(0)}$$

Ainsi, la détermination expérimentale du moment magnétique μ_I et du moment quadrupolaire électrostatique Q_s s'effectue à partir de la mesure des constantes de structure hyperfine A et B à condition de connaître $\overline{H(0)}$ et $\overline{\phi_{JJ}(0)}$ respectivement. Nous avons expliqué dans les parties du chapitre III citées précédemment comment on calcule ces deux dernières quantités : soit expérimentalement à partir de données existantes soit théoriquement.

a. détermination de $\overline{H(0)}$ et μ_I :

Pour calculer le champ magnétique créé par les électrons au centre du noyau $\overline{H(0)}$, nous avons utilisé les données de moments magnétiques mesurés par résonance magnétique nucléaire des isotopes stables ^{123}Te et ^{125}Te [Wea53], et les mesures de constante de structure hyperfine A effectuées par COMPLIS, sachant que le spin nucléaire de ces deux isotopes est $I = 1/2$ et le spin atomique de l'état fondamental $J = 2$. Les valeurs des champs magnétiques $\overline{H(0)}$ déduites sont résumées dans le tableau III-11.

Masse	A [MHz]	μ [μ_N]	$\overline{H(0)}$ [GHz/ μ_N]
123	-828 (11)	-0,7369478 (8)	1,123 (15)
125	-998 (14)	-0,8885051 (4)	1,123 (15)

Tableau III-11 : Calcul du champ magnétique $\overline{H(0)}$ à partir des mesures de la constante hyperfine A des isotopes stables et leurs valeurs de moment magnétique.

Les deux valeurs de champ magnétique calculées sont égales, ce qui confirme que l'anomalie hyperfine pour les isotopes de tellure est négligeable (de l'ordre du millième). Nous avons utilisé cette valeur de $\overline{H(0)} = 1,123 \pm 0,015 \text{ GHz}/\mu_N$ pour calculer les moments magnétiques des isotopes de tellure radioactifs riches en neutrons à partir des constantes de structure hyperfine A du tableau III-9. Les résultats sont présentés dans le tableau III-12.

Masse	I^π	$\mu_I [\mu_N]$
135	7/2 ⁻	-0,685 (44)
133m	11/2 ⁻	-1,146 (99)
133g	3/2 ⁺	0,841 (19)
131m	11/2 ⁻	-1,204 (118)
129m	11/2 ⁻	-1,106 (24)
127m	11/2 ⁻	-1,038 (12)
125m	11/2 ⁻	-0,98 (15)

Tableau III-12 : Valeurs des moments magnétiques obtenus pour les isotopes de tellure extraits expérimentalement.

b. détermination de $\overline{\phi_{JJ}(0)}$ et Q_s :

Pour extraire le moment quadrupolaire à partir de la mesure de la constante de structure hyperfine B , on doit calculer le gradient de potentiel $\overline{\phi_{JJ}(0)}$ créé par le cortège électronique au centre du noyau.

La détermination de ce gradient de potentiel expérimentalement nécessite la connaissance précise du moment quadrupolaire spectroscopique pour au moins un isotope. Les seuls isotopes de tellure dont le moment quadrupolaire est connu dans la littérature sont ^{129g}Te et ^{125m}Te [Gee79, Gee80]. La séparation du fondamental ^{129g}Te de l'isomère étant impossible et la précision aussi bien du moment quadrupolaire de ^{125m}Te que du facteur B extrait de notre spectre étant très médiocre, il est préférable de calculer le gradient de potentiel $\overline{\phi_{JJ}(0)}$ théoriquement (voir partie 4-1-2).

Nous rappelons que le gradient de potentiel au centre du noyau est donné par l'expression III-7. Ainsi, pour les isotopes de tellure dont le niveau fondamental est $5p^4 (^3P_2)$:

$$\overline{\phi_{JJ}(0)} = \frac{1}{2} \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle_{nl} R_r(l, j)$$

où $\left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle_{nl}$ est donnée par l'équation III-8 : $\left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle = \frac{4\pi\delta W^0}{2\mu_0\mu_B^2(l+1/2)Z_i H_f(l, Z_i)}$

avec : $\delta W^0 = {}^3L_{l+1} - {}^3L_{l-1} = {}^3P_2 - {}^3P_0 = 4751 \text{ cm}^{-1}$ [Moo58]

$Z_i = 48$

$R_r(l, j) = R_r(1, 2) = 1,1233$ [Kop58]

$H_r(l, Z_i) = H_r(1, 48) = 1,0576$

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}$, $\mu_B = 9,273 \cdot 10^{-24} \text{ A/m}^2$ et δW^0 en Joules

On obtient : $\overline{\phi_{JJ}(0)} = 5,83 \cdot 10^{22} \text{ V/m}^2$

Connaissant $\overline{\phi_{JJ}(0)}$, le moment quadrupolaire spectroscopique est calculé en utilisant la relation :

$$\frac{B}{Q_s} = \frac{e}{h} \overline{\phi_{JJ}(0)}$$

$$Q_s = 0,71 \times B \quad \text{avec } B \text{ en GHz}$$

À partir du tableau III-9, on peut extraire les moments quadrupolaires spectroscopiques qui sont donnés dans le tableau III-13.

Masse	I^π	$Q_s [\text{barn}]$
135	$7/2^-$	0,29 (9)
133m	$11/2^-$	0,28 (14)
133g	$3/2^+$	0,23 (9)
131m	$11/2^-$	0,25 (14)
129m	$11/2^-$	0,40 (3)
127m	$11/2^-$	0,17 (12)
125m	$11/2^-$	0,02 (17)

Tableau III-13 : Moments quadrupolaires des isotopes de tellure extraits de nos mesures.

6-4 Extraction du $\delta \langle r^2 \rangle^{AA'}$ des tellures à partir du King-plot

La détermination de la variation du rayon carré moyen de charge $\delta \langle r^2 \rangle^{AA'}$ est déduite du déplacement isotopique $\Delta \nu^{AA'}$ mesuré expérimentalement (partie 4.2) à travers l'équation III-16 à condition de connaître le facteur F et l'effet de masse M . En ce qui concerne la transition hyperfine que nous avons utilisée pour exciter les isotopes de tellure ($5p^4(^3P_2) \rightarrow 5p^3 6s(^3S_1)$) aucun calcul de type Hartree-Fock n'existe. Ainsi, pour déterminer F et M nous avons utilisé les données de rayons de charge des isotopes stables calculés à partir des atomes muoniques à travers un King-plot (partie 6-2-3). C'est aussi pour cette raison que nous avons mesuré les spectres hyperfins des isotopes stables (figure III-34) : les pairs-pairs $^{120}, ^{122}, ^{124}, ^{126}, ^{128}, ^{130}\text{Te}$ à gauche de la figure et les impairs ^{123}Te et ^{125}Te à droite de la figure. Les faisceaux délivrés par l'injecteur ont permis de collecter ces isotopes stables, ils ont été ensuite étudiés avec le premier schéma d'ionisation (schéma (a) de la figure III-20) et avec le deuxième schéma en 3 étapes (figure III-23) en mode implantation/désorption. À partir des valeurs de F et M extraites du King-Plot, nous avons déduit la variation du rayon carré moyen de charge pour les autres isotopes.

Dans le paragraphe 4-2, l'expression III-13 du déplacement isotopique s'écrit comme suit :

$$\Delta \nu_{AA'} = kF \delta \langle r^2 \rangle_{AA'} + M \left(\frac{A' - A}{AA'} \right)$$

Pour calculer directement les $\delta \langle r^2 \rangle_{AA'}$ à partir des $\Delta \nu_{AA'}$ mesurés, il faut connaître k , F et M . Nous avons montré dans la partie 4-2-2 comment on calcule le facteur k . Pour les isotopes de tellure $k = 0,974$ (voir figure III-10).

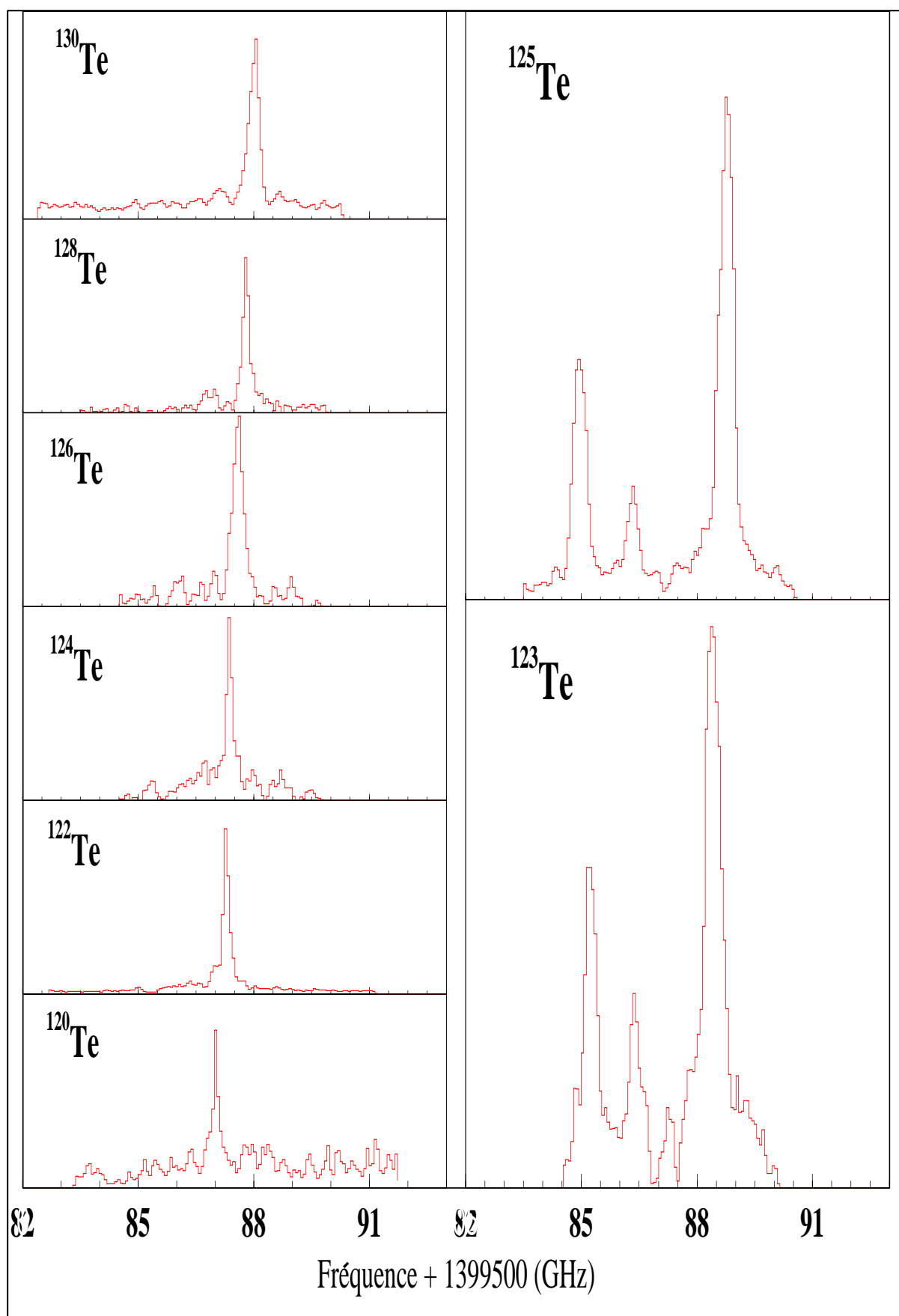


Figure III-34 : Spectres hyperfins enregistrés par COMPLIS pour les isotopes stables de tellure. A gauche les isotopes pairs-pairs et à droite les isotopes impairs.

M est l'effet de masse. Il se décompose (paragraphe 4-2-1) en effet normal de masse qu'on peut calculer facilement et en effet spécifique de masse dont l'estimation s'effectue à partir de calculs Hartree-Fock non relativistes ou bien Hartree-Fock multiconfigurationnel selon le type de transition utilisée de même que pour le facteur électronique F . Ces types de calculs n'ont pas été effectués pour la transition $5p^4(^3P_2) \rightarrow 5p^3 6s(^3S_1)$ et c'est pour cette raison que nous avons utilisé un King-plot (décrit dans la partie 4-2-2).

En ce qui concerne les tellures, il n'existe pas de données de facteur électronique F et d'effet spécifique de masse pour une autre transition pour pouvoir utiliser l'équation III-14. Les seules données que nous avons sont les valeurs des rayons moyens de charge des isotopes stables déterminés à partir des atomes muoniques [She88]. Nous avons utilisé ces valeurs de rayons (tableau III-4) avec nos mesures de déplacements isotopiques des stables (tableau III-8 et III-9) pour réaliser un King-plot à partir de l'équation III-13 en l'écrivant sous la forme :

$$\frac{AA'}{A'-A} \Delta \nu_{AA'} = \frac{AA'}{A'-A} kF \delta \langle r^2 \rangle_{AA'} + M$$

En posant : $Y = N \Delta \nu^{AA'}$ et $X = N \delta \langle r^2 \rangle^{AA'}$, on abouti à une équation linéaire de type $Y = kFX + M$. Un King-plot consiste donc à tracer les différents points représentant toutes les combinaisons possibles de paires d'isotopes (A, A'). La courbe obtenue est représentée dans la figure III-35. On obtient une droite dont l'ordonnée à l'origine nous détermine l'effet de masse M tandis que la pente de cette droite nous permet de déterminer le facteur électronique F .

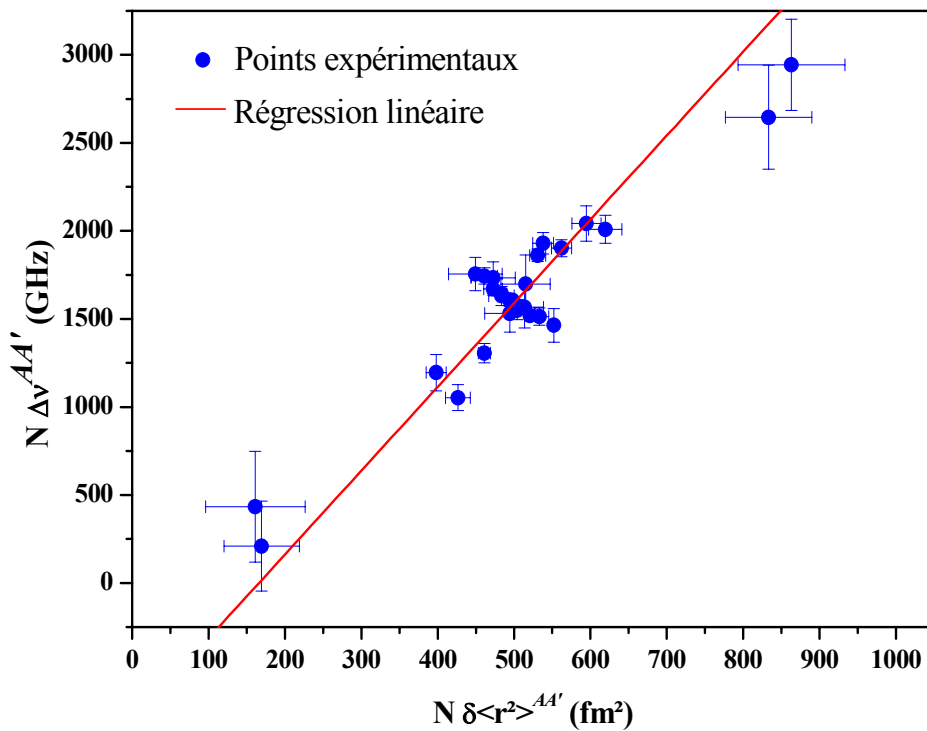


Figure III-35 : King-plot réalisé avec les valeurs de rayon de charge des isotopes de tellure stables et les mesures de déplacement isotopique réalisées par COMPLIS de ces derniers isotopes.

La régression linéaire effectuée sur cette courbe (figure III-35) tient compte des barres d'erreurs suivant les deux axes. On obtient donc une valeur de l'effet de masse $M = -790 \pm 258 \text{ GHz}$. La pente a une valeur $kF = 4,76 \pm 0,79 \text{ GHz/fm}^2$. En tenant compte de la valeur de k , on obtient le facteur électronique $F = 4,88 \pm 0,81 \text{ GHz/fm}^2$. Ces valeurs ont été utilisées par la suite pour extraire la variation de rayon de charge correspondant aux déplacements isotopiques mesurés pour les isotopes radioactifs de tellure riches en neutrons à travers l'équation III-13. Les résultats sont représentés dans le tableau III-14.

A partir de ces variations de rayon carré moyen de charge, on peut extraire la variation de déformation d'un isotope à un autre. En effet, la différence du rayon carré moyen de charge se décompose en une partie sphérique et une partie déformée [Ah88] :

$$\delta \langle r^2 \rangle^{AA'} = \delta \langle r^2 \rangle_s^{AA'} + \delta \langle r^2 \rangle_{\text{déf}}^{AA'}$$

Avec : $\delta \langle r^2 \rangle_{\text{déf}}^{AA'} = \frac{5}{4\pi} \langle r^2 \rangle_s \delta \langle \beta^2 \rangle^{AA'}$ en supposant une déformation purement quadrupolaire [Ott87] et $\delta \langle r^2 \rangle_s^{AA'}$ pour la partie sphérique. Ces valeurs ont été déterminées à partir du modèle de la gouttelette liquide. En connaissant la déformation d'un isotope on extrait la valeur absolue de la déformation de tous les autres isotopes mesurés (voir tableau III-14). Pour extraire ces valeurs nous avons supposé que l'isotope ^{134}Te a une déformation nulle car c'est un noyau magique en neutron et donc un noyau sphérique rigide pour lequel la supposition $\beta(^{134}\text{Te}) = 0$ est tout à fait justifiée.

Masse	I^π	$\delta \langle r^2 \rangle^{A-134}$	$\delta \langle \beta^2 \rangle^{A-134}$	$\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$
136	0	0,195(61)	0,009(6)	0,09(3)
135 ^g	7/2 ⁻	0,125(50)	0,008(5)	0,09(3)
134	0	0	0	0
133 ^g	3/2 ⁺	-0,034(30)	0,002(3)	0,05(3)
133 ^m	11/2 ⁻	-0,027(31)	0,003(3)	0,06(3)
132	0	-0,058(27)	0,006(3)	0,07(2)
131 ^m	11/2 ⁻	-0,091(27)	0,008(3)	0,09(2)
130	0	-0,123(25)	0,011(3)	0,10(1)
129 ^m	11/2 ⁻	-0,148(25)	0,014(3)	0,11(2)
128	0	-0,177(24)	0,017(3)	0,13(1)
127 ^m	11/2 ⁻	-0,156(28)	0,025(3)	0,15(1)
126	0	-0,235(24)	0,022(3)	0,15(1)
125 ^m	11/2 ⁻	-0,21(4)	0,031(4)	0,17(1)
125 ^g	1/2 ⁺	-0,288(24)	0,023(3)	0,15(1)
124	0	-0,298(25)	0,028(3)	0,17(1)
123 ^g	1/2 ⁺	-0,355(25)	0,027(3)	0,17(1)
122	0	-0,366(24)	0,033(3)	0,18(1)
120	0	-0,442(24)	0,036(3)	0,19(1)

Tableau III-14 : Variation du rayon carré moyen de charge et variation du paramètre de déformation correspondant.

La figure III-36 représente les variations du rayon carré moyen de charge expérimental pour tous les isotopes et isomères que nous avons mesurés. Nous avons pris le ^{134}Te comme masse de référence avec une déformation nulle pour ce tracé.

Nous avons relié les isotopes dans l'état fondamental entre eux (courbe bleue) ainsi que ceux dans leur état isomérique (courbe rouge). Le changement de pente (kink) au passage de la couche magique $N = 82$ est clairement observé. Une oscillation pair-impair est également mise en évidence jusqu'à la masse 126 qui disparaît entre les masses 132 et 134 (les données n'étant pas disponibles entre 126 et 132) pour réapparaître au-delà mais inversée. Ceci est dû au fait que le spin nucléaire du tellure 135 est plus élevé ($7/2$) que ceux des tellures 123 et 125 ($1/2$) ce qui influe sur leurs rayons de charge.

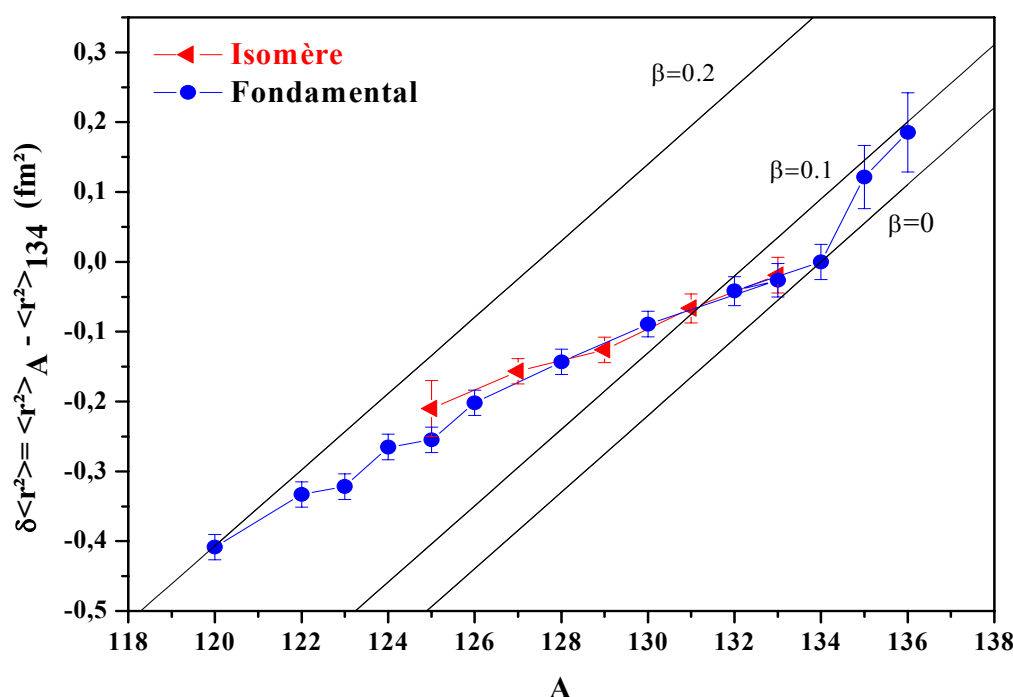


Figure III-36 : La variation du rayon carré moyen de charge le long de la chaîne isotopique des tellures. Les courbes d'iso-déformation $\beta=0$, $\beta=0,1$ et $\beta=0,2$ ont été calculées à l'aide du modèle de la gouttelette liquide.

6-5 Comparaison des résultats expérimentaux aux calculs théoriques

6-5-1 Les moments magnétiques

Pour essayer d'interpréter et de valider les résultats obtenus, nous avons comparé les moments magnétiques calculés expérimentalement (tableau III-12) à ceux qui existent dans la littérature et qui ont été mesurés par résonance magnétique nucléaire (3^{ème} colonne du tableau III-15). Un très bon accord entre nos valeurs de moment magnétique et celles de la littérature est obtenu pour tous les isotopes excepté le ^{131m}Te pour lequel la différence est un peu plus grande mais complètement couverte par la barre d'erreur. La comparaison des résultats aux valeurs prédites par le modèle de Schmidt est également présentée dans le tableau III-15 (colonne 4 et 5). Nous avons effectué une première comparaison avec les paramètres $g_s=3,826$, $g_l = 0$ qui nous donne une limite de Schmidt très éloignée des valeurs expérimentales. La différence varie en moyenne entre 30% et 60%. Dans la région de masse des tellures, le choix des valeurs de $g_s = -2,65$, $g_l = 0,02$ a donné une bonne estimation des facteurs g mesurés pour les états neutron $2d_{3/2}$ et $1h_{11/2}$ du ^{135}Xe . Ces deux paramètres prennent en considération la

polarisation du cœur et les effets d'échange mésonique sur les facteurs g de la particule célibataire [Jak02]. Les valeurs de moments magnétiques de Schmidt calculées avec ces nouveaux paramètres diffèrent en moyenne des valeurs expérimentales de seulement 15% sauf pour le ^{135}Te où la différence est de 45%. Cette deuxième limite de Schmidt s'approche donc mieux de nos résultats expérimentaux, ce qui prouve qu'il faut utiliser d'autres modèles théoriques pour calculer les moments magnétiques qui prennent en considération le mélange de configuration [Ari54, Noy58] comme il a été fait pour les isotopes d'étain [Leb05].

Masse	I^π	μ_{ref}/μ_N	$\mu_{Schmidt}^1 [\mu_N]$	$\mu_{Schmidt}^2 [\mu_N]$	μ_{exp}/μ_N
135 ^g	7/2 ⁻		-1,913	-1,225	-0,69(5)
133 ^g	3/2 ⁺		1,148	0,831	0,84(2)
133 ^m	11/2 ⁻	(-), 1,129 ^a	-1,913	-1,225	-1,146(99)
131 ^m	11/2 ⁻	-1,04(4) ^b	-1,913	-1,225	-1,20(12)
129 ^m	11/2 ⁻	-1,091(7) ^c	-1,913	-1,225	-1,11(3)
127 ^m	11/2 ⁻	-1,041(6) ^c	-1,913	-1,225	-1,04(1)
125 ^m	11/2 ⁻	-0,985(6) ^c	-1,913	-1,225	-0,98(15)

a : [Whi98], b : [Lhe75], c : [Gee80], 1 : $g_s = -3,826$, $g_l = 0$ et 2 : $g_s = -2,65$, $g_l = 0,02$

Tableau III-15 : Comparaison des moments magnétiques extraits de nos mesures à ceux existant dans la littérature et à ceux prédits par le modèle de Schmidt.

6-5-2 Les moments quadrupolaires électriques

Concernant les moments quadrupolaires, seul le moment de l'isotope ^{125m}Te a été mesuré auparavant [Ber87]. Malgré les grandes barres d'erreurs, notre valeur est en accord avec celle-ci (tableau III-15).

Pour extraire les paramètres de déformation, nous avons supposé une symétrie axiale pour tous les noyaux mesurés. Nous pouvons donc appliquer la relation III-2 puis l'expression III-3 pour extraire Q_0 et β . Toutes les déformations extraites sont faibles mais prolates (voir tableau III-15).

masse	I^π	Q_{sref} , b	Q_{sexp} , b	Q_0 , b	β	$\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$
135 ^g	7/2 ⁻		0.29(9)	0.62(19)	0.04(2)	0.09(3)
133 ^g	3/2 ⁺		0.23(9)	1.15(45)	0.07(3)	0.05(3)
133 ^m	11/2 ⁻		0.28(14)	0.46(23)	0.03(2)	0.06(3)
131 ^m	11/2 ⁻		0.25(14)	0.41(23)	0.03(2)	0.09(2)
129 ^m	11/2 ⁻		0.4(3)	0.66(49)	0.05(3)	0.11(2)
127 ^m	11/2 ⁻		0.17(12)	0.28(19)	0.02(1)	0.15(1)
125 ^m	11/2 ⁻	-0.06(2) ^a	0.02(17)	0.03(28)	0.002(20)	0.17(1)

a : [Ber87]

Tableau III-15 : Moments quadrupolaires et déformations des isotopes et isomères de tellures riches en neutrons

Dans ce tableau, nous avons également comparé les déformations issues des rayons de charge avec les déformations issues des moments quadrupolaires. Nous avons également tracé sur la figure III-36 les courbes d'iso-déformation calculées avec le modèle de la gouttelette liquide pour $\beta=0$, $\beta=0.1$ et $\beta=0.2$. Elles montrent bien que la déformation diminue au fur et à mesure qu'on s'approche de $A=134$ et augmente quand on s'en éloigne. Ces courbes reproduisent nos valeurs expérimentales (voir tableau III-14 et figure III-36).

Maintenant, si on compare les valeurs de $\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$ aux valeurs de β , les déformations issues des rayons de charge sont pratiquement toutes supérieures aux β issues des moments quadrupolaires notamment pour l'isomère du tellure 125 (les colonnes 6 et 7 du tableau III-15). Seules les déformations autour du tellure 134 (133 et 135) restent dans les barres d'erreurs. Cela signifie que la symétrie axiale peut être supposée lorsqu'on est proche d'un noyau sphérique car on est plus rigide. Quand on se déforme en s'éloignant du noyau magique on devient plus "mou" (plutôt triaxial) et on ne peut donc plus extraire le paramètre β de cette manière. Nous comparons justement dans le prochain paragraphe plusieurs modèles traitant différemment la rigidité des noyaux.

6-5-3 Les rayons de charge des isotopes pairs-pairs

Les variations de rayons carrés moyens de charges calculées pour les isotopes pairs-pairs ont été comparées à celles prédites par les modèles théoriques décrits au début du chapitre III. Il s'agit de deux calculs en champ moyen : l'un relativiste (relativistic mean field RMF) avec force NL3 [Lal99] et le deuxième, non relativiste, est un calcul Hartree-Fock-Bogoliubov avec force D1S de Gogny. Un troisième, à partir de la même interaction D1S est un calcul au-delà du champ moyen qui traite les corrélations de longue portée dans le cadre de la coordonnées génératrice à l'approximation gaussienne (GCM-GOA) (partie 1-2-2 du chapitre III) [Lib07] (figure III-37).

La figure III-38 présente une comparaison de nos résultats de variation de rayons carrés moyens de charge extraits expérimentalement aux mêmes variations prédites respectivement par RMF, HFB et GCM-GOA. Le point de référence choisi est l'isotope magique ^{134}Te .

Une première comparaison de nos résultats de variation de rayons de charge avec celles prédites par les modèles "statiques" (NL3 et HFB), montre que les calculs relativistes NL3 reproduisent bien la variation après le passage de la couche magique $N=82$, mais surestiment la variation du rayon de charge avant $N=82$. Les deux calculs, NL3 et HFB, sont en accord entre eux en dessous de $N=82$ où les noyaux sont faiblement déformés. En revanche, les deux calculs sont en parfait désaccord après $N=82$ où en particulier le calcul HFB surestime la variation du rayon carré moyen de charge et ne reproduisent pas la valeur expérimentale à $N=84$ (^{136}Te).

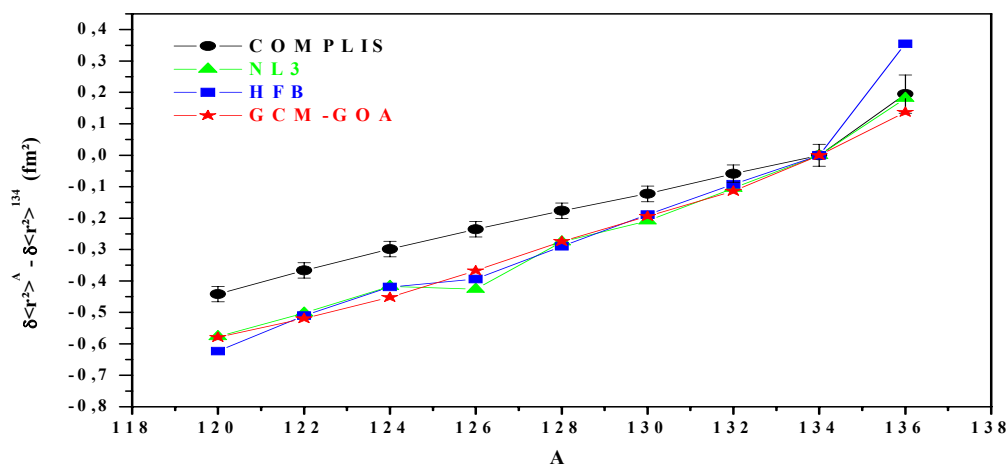


Figure III-37 : Comparaison des variations des rayons de carrés moyens de charge expérimentaux avec ceux calculés par les 2 modèles théoriques statiques de Hartree-Fock-Bogoliubov et de type NL3, et avec les calculs dynamiques GCM-GOA.

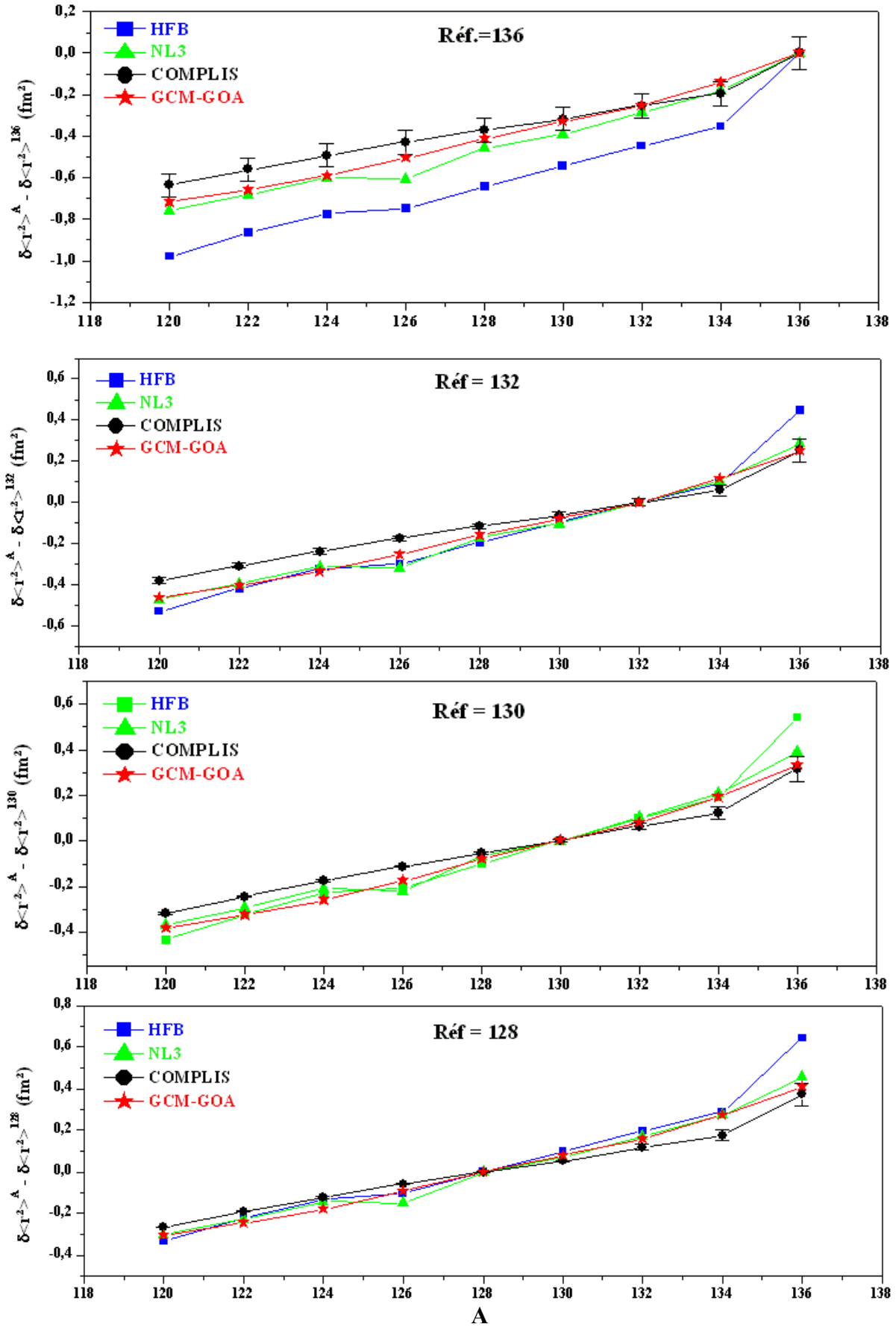


Figure III-38 : Comparaison des variations du rayon carré moyen de charge expérimental avec celles prédites par les modèles théoriques en prenant différentes masses de référence du 136 au 128.

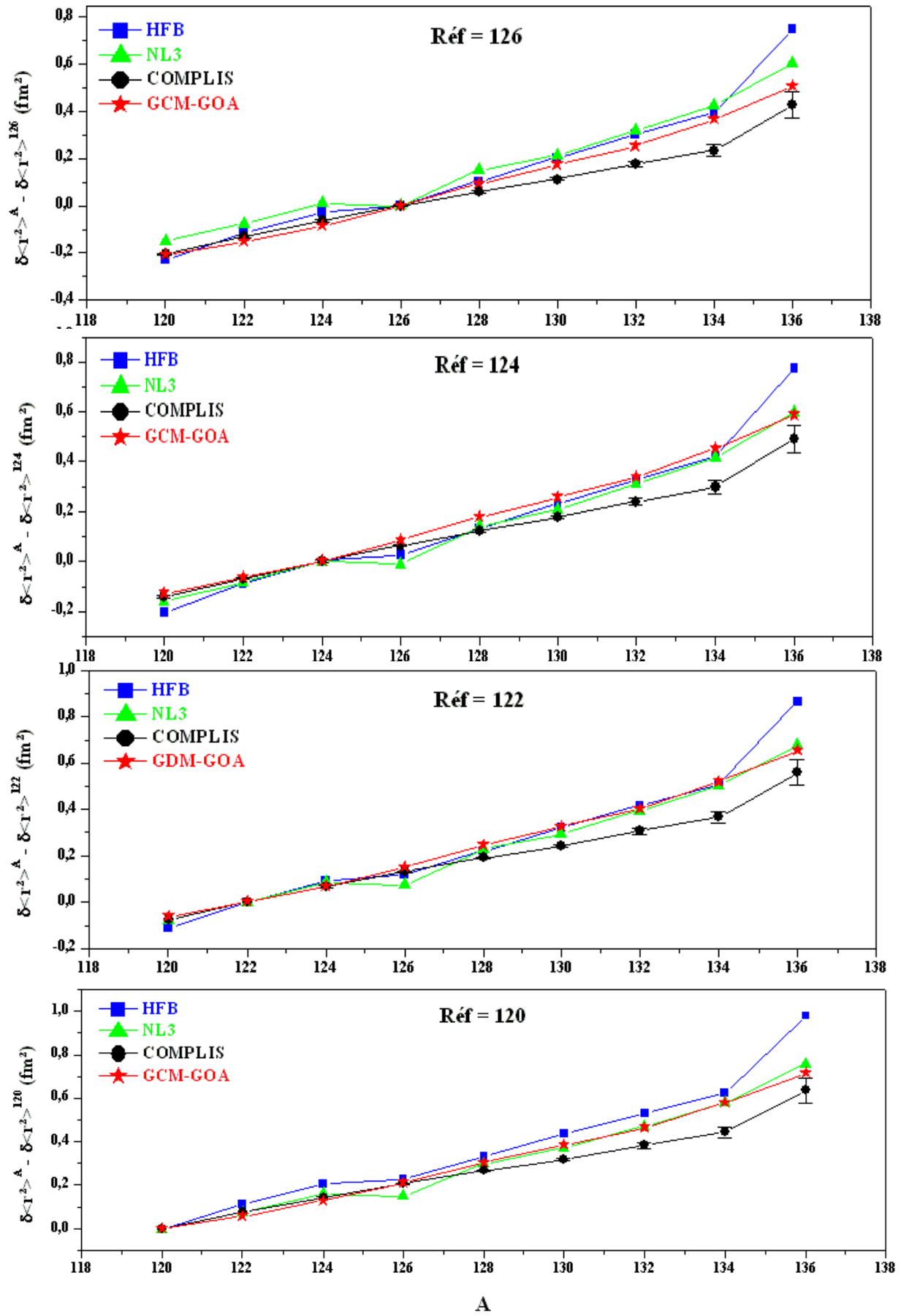


Figure III-38(suite) : Comparaison des variations du rayon carré moyen de charge expérimental avec celles prédites par les modèles théoriques en prenant différentes masses de référence du 126 au 120.

De ce fait, il apparaît clairement la nécessité de comparer nos mesures expérimentales de rayons à d'autres modèles pour essayer de mieux comprendre le comportement des noyaux de tellure. Pour cette raison nous présentons dans cette même figure III-37 les valeurs de $\delta\langle r^2 \rangle^{A-134}$ prédite par le modèle au-delà du champ moyen incluant les effets dynamiques (GCM-GOA). Le problème principal auquel nous avons été confronté lors de la comparaison des variations de rayons carrés moyens de charge est le choix de la masse de référence. En effet, le choix de l'isotope 134 (correspondant à nos mesures expérimentales) est bien approprié dans le cas des calculs statiques qui reproduisent bien les propriétés des noyaux doublement magiques ou des noyaux proches des fermetures de couches en Z et en N comme c'est le cas du ^{134}Te . Par contre, concernant les calculs dynamiques, ce choix n'est pas judicieux car ces calculs reproduisent mal les propriétés des noyaux sphériques rigides comme c'est le cas du ^{134}Te (noyau magique en N et quasi magique en Z).

Nous montrons dans la figure III-38 une comparaison des $\delta\langle r^2 \rangle$ expérimentaux avec ceux prédits par les calculs théoriques en prenant différents points de référence allant de la masse 136 à la masse 120. Les courbes diffèrent d'un point à un autre : la plus grande différence observée concerne le point de référence 136 le premier noyau pair-pair après le passage de la couche magique N=82. En effet, ce noyau est très déformé par rapport aux noyaux voisins ce qui augmente la différence de rayon. La tendance générale est que plus la masse de référence est éloignée des fermetures de couche plus la différence est relativement petite entre les différents calculs en favorisant les calculs dynamiques dans le cas où la référence est très déformée (cas du 136 et 120). Par contre les calculs statiques sont plus favorisés quand la masse de référence est proche de la couche magique N=82.

Ainsi, aucune comparaison convaincante ne peut être faite à partir des variations de rayons carrés moyens de charge. A cet effet, nous avons choisi de comparer les rayons de charge au lieu de leur variation (figure III-39).

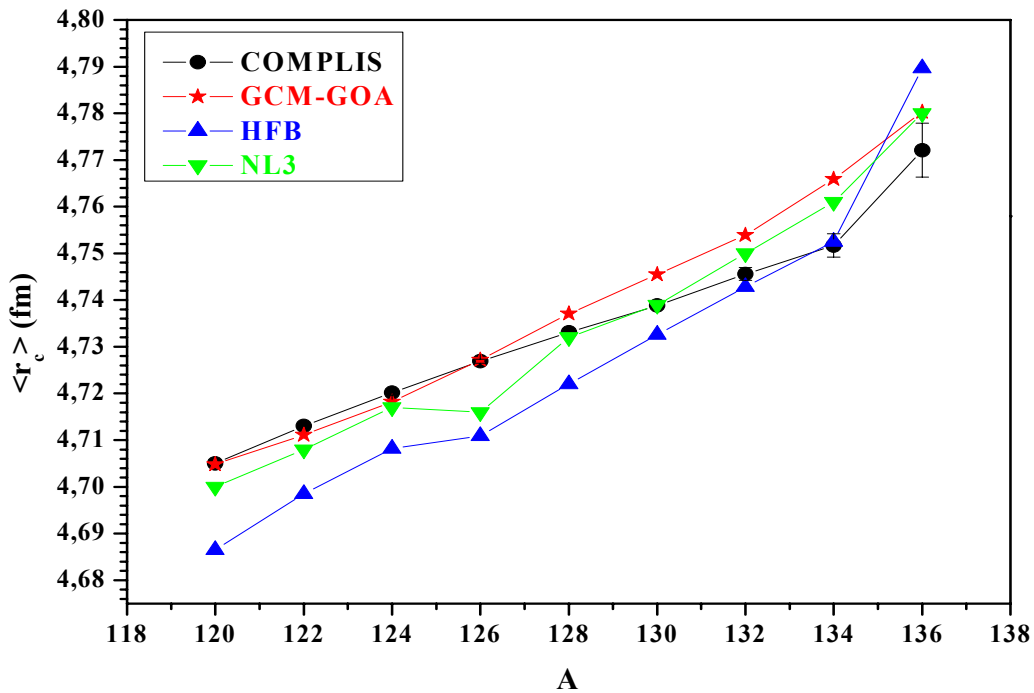


Figure III-39 : Comparaison des rayons de charge expérimentaux aux calculs théoriques statiques (HFB et NL3) et au calcul théorique dynamique GCM-GOA.

A partir de cette figure, on note dans un premier lieu que le noyau sphérique rigide magique 134 est très bien reproduit par les calculs Hartree-Fock-Bogoliubov qui sont suffisants pour décrire un noyau sphérique. Les effets de corrélations de portées finies traités dans le calcul HFB sont surestimés dans les autres cas, c'est pourquoi l'écart observé entre les résultats de ce calcul et les valeurs expérimentales est d'autant plus grand qu'on s'éloigne du nombre magique $N=82$. Le calcul en champ moyen relativiste NL3 s'approche mieux des résultats expérimentaux mais ne permet pas de décrire l'évolution du rayon de charge d'un isotope à l'autre. Ceci est dû à la mollesse des isotopes de Te, qui influe sur la détermination du rayon et qui n'est pas prise en compte par les calculs statiques. L'autre fait marquant de la figure III-40 est l'existence d'un hoquet à la masse 126 dans les deux calculs statiques et qui n'apparaît pas dans les résultats expérimentaux. Ceci est dû à des coexistences de formes dans les noyaux mous. La détermination théorique des rayons de charge par les calculs HFB et NL3 est effectuée à une déformation donnée ce qui implique que dès qu'il y a un changement de forme (déplacement du minimum de l'énergie totale du noyau), il est vu par les calculs statiques et par contre il n'apparaît pas dans les calculs dynamiques car la coexistence de forme est incluse implicitement.

Pour toutes ces raisons, le modèle au-delà du champ moyen est plus approprié pour décrire l'état fondamental des noyaux de Te. Ce fait apparaît clairement dans la figure III-40 où les masses 120 à 128 ainsi que la masse 136 sont bien reproduites. La différence entre les résultats du calcul GCM-GOA et les rayons de charge expérimentaux pour les masses 130, 132, et 134 vient du fait qu'on s'approche de la couche magique $N=82$. Ainsi, on s'approche de la sphéricité rigide où les excitations vibrationnelles et rotationnelles collectives (prisent en compte dans le calcul GCM-GOA) ne sont pas prépondérantes. Ainsi, décrire des noyaux sphériques rigides sur cet espace collectif n'est pas approprié.

CONCLUSION

Dans ce travail de thèse, nous avons étudié l'application de l'ionisation résonante par faisceaux laser dans deux domaines importants en physique nucléaire : la production de faisceaux d'ions radioactifs exotiques et l'étude de leurs propriétés.

Nous avons montré comment l'ionisation résonante par faisceaux laser permet d'obtenir des faisceaux d'isotopes purs avec une grande efficacité par une source d'ions laser. Pour cela une étude de faisabilité a été entreprise avec une installation laser à faible cadence (30 Hz) celle-ci devant être étendue à 20 kHz sur la future installation de faisceaux radioactifs à l'IPN : ALTO. Après un premier faisceau d'étain ionisé avec succès par cette source, nous avons poursuivi l'étude dans le cadre de la présente thèse avec un faisceau de cuivre. Nous avons d'abord effectué des tests de schémas d'ionisation du cuivre stable : un schéma vers le continuum et deux schémas vers des états autoionisants voisins. Avec ces trois schémas, l'ionisation du cuivre a été réussie. Cependant, une simple comparaison du signal obtenu dans ces 3 cas nous montre que l'ionisation vers des états autoionisants est 50 fois plus efficace. Le schéma le plus efficace est celui qui commence par une étape d'excitation de l'état fondamental $3d^{10}4s$ ($^2S_{1/2}$) vers l'état excité $3d^9 4s 4p$ ($^4P_{3/2}$) de longueur d'onde $\lambda_1 = 249.2$ nm suivie d'une longueur d'onde d'ionisation $\lambda_2 = 439.92$ nm. Celle-ci correspond à un état autoionisant situé à 62845 cm^{-1} non connu auparavant et voisin des deux autres états autoionisants sélectionnés au départ. La difficulté d'obtenir un flux de cuivre à basse intensité ne nous a permis d'estimer qu'une limite inférieure de l'efficacité. Après le cuivre, il est envisagé de développer d'autres schémas d'ionisation hors ligne pour l'Ag et le Ge.

L'autre domaine d'application de l'ionisation résonante par faisceaux laser est son utilisation dans des études de spectroscopie laser. Nous avons choisi d'étudier les isotopes de tellure riches en neutron situés dans la région des masses proches des deux couches magiques $N = 82$ et $Z = 50$. Cette expérience a eu lieu auprès du site COMPLIS à ISOLDE au CERN. L'ionisation résonante en 3 étapes-3 couleurs des isotopes de tellure combinée au balayage de l'étape d'excitation nous a permis de sonder la structure hyperfine de ces derniers et de mesurer leurs déplacements isotopiques sur une longue chaîne isotopique ^{125m, 127mg, 129mg, 131mg, 132, 133mg, 134, 135 et 136}Te. A partir des déplacements isotopiques mesurés nous avons déterminé la variation du rayon carré moyen de charge qui fait apparaître une rupture de pente du rayon de charge à $N = 82$, comme c'est le cas des autres éléments dans cette région de masse (figure III-40).

La mesure de la structure hyperfine des isotopes impairs de tellure nous a permis de déterminer les constantes de structure hyperfine A et B des isotopes 135 et 133 dans leur état fondamental ($I^\pi = 7/2^-$ et $3/2^+$ respectivement) et des isotopes 125, 127, 129, 131 et 133 dans leur état isomérique ($I^\pi = 11/2^-$). A partir des constantes de structure hyperfine nous avons extrait les moments nucléaires : μ_I à partir de A et Q_s à partir de B . La comparaison des

valeurs des moments magnétiques μ_I expérimentales avec les valeurs de moments existantes dans la littérature mesurées par résonance magnétique nucléaire nous donne un parfait accord.

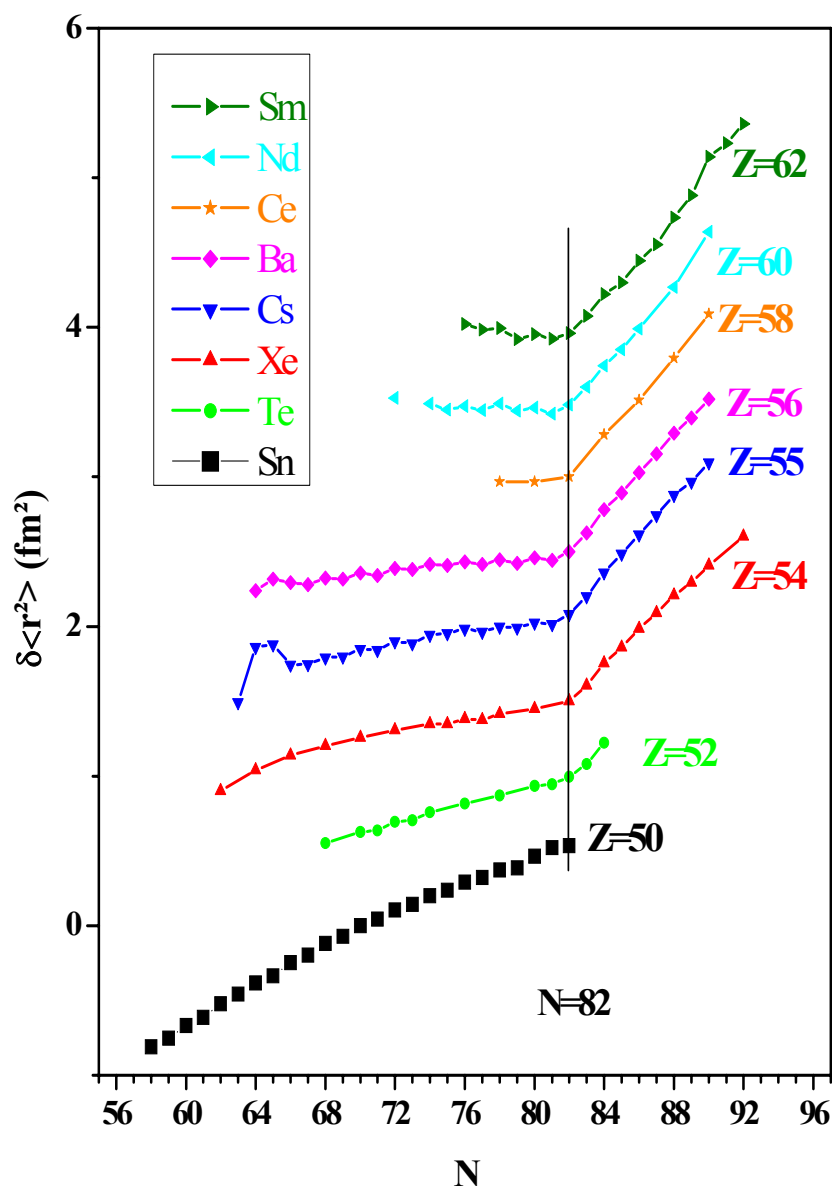


Figure III-40 : Courbe des $\delta \langle r^2 \rangle$ des isotopes de tellure à travers $N=82$ parmi les autres éléments allant de $Z=62$ à $Z=50$. le changement de pente après $N=82$ est évident pour tous les éléments.

Cependant, si nous comparons nos mesures expérimentales aux deux lignes théoriques de Schmidt, le désaccord obtenu se réduit lorsqu'on prend en compte d'autres valeurs des facteurs gyromagnétiques proton et neutron g_s et g_l . Pour une meilleure interprétation de nos résultats un calcul tenant compte des mélanges de configurations doit être effectué. L'extraction des valeurs des déformations à partir des moments quadrupolaires

spectroscopiques en supposant une symétrie axiale conduit à une sphéricité pour tous ces noyaux. Malgré les grandes barres d'erreurs, elles se comparent aux valeurs des moments quadripolaires des isotopes d'étain. La dernière mesure indispensable à effectuer dans la région est bien évidemment la mesure du rayon de charge de l'étain 134. La couche magique $N=82$ sera alors franchie pour cet élément et l'apparition d'un plateau à la place d'un "kink" serait une forte indication d'une peau de neutron pour cet élément ce qui n'est pas le cas pour son voisin le tellure.

BIBLIOGRAPHIE

- [Ahm88] S.A. Ahmad et al. « *Mean square charge radii of radium isotopes and octupole deformation in the $^{220-228}\text{Ra}$ region* », **Nucl. Phys. A483** (1988) 244
- [And86] S.V. Andreev et al. **Opt. Comm. 57** (1986) 317
- [Ans86] M. Anselment et al. « *Charge radii and moments of tin nuclei by laser spectroscopy* », **Phys. Rev. C34** (1986) 1052
- [Amb75] R.V. Ambartsumyan et al. « *Excitation of high-lying state of the sodium atom by dye-laser radiation and their autoionization in an electric field* », **JETP Lett. 21** (1975) 276
- [Ari54] A. Arima et H. Horie, « *Configuration mixing and magnetic moments of odd nuclei* », **Prog. Theor. Phys. 12** (1954) 623
- [Bah78] J.N. Bahcall, « *Solar neutrino experiments* », **Rev. Mod. Phys. 50** (1978) 881
- [Bar54] R.G. Barnes et al. « *Electric field gradients of atomic p electrons* », **Phys. Rev. 93** (1954) 95
- [Bar57] J. Bardeen, L.N. Cooper et J.R. Schrieffer, **Phys. Rev. 108** (1957) 1175
- [Bar73] D.M. Bartell et al. « *Time-dependent studies of vacuum-ultraviolet emissions from helium* », **Phys. Rev. A7** (1973) 1068
- [Bar02] N. Barré et C. Véron, COMPLIS, notice utilisateurs, IPNO (2002)
- [Bau70] J. Bauche et A. Crubellier, **Journal de physique 31** (1970) 429
- [Ber72] M. Bertozzi et al. **Phys. Lett. B41** (1972) 408
- [Ber87] I. Berkes et al. « *Nuclear moment determination by Mössbauer effect detection of low temperature nuclear orientation (NO/ME)* », **Hyperfine Interaction 35** (1987) 1023
- [Ber91] J.F. Berger et al. **Comp. Phys. Comm. 63** (1991) 365
- [Ber91b] J.F. Berger, cours joliot-curie de physique nucléaire, « *Les noyaux en pleines formes* » (1991)
- [Blu85] S.A. Blundell et al. « *A re-evaluation of isotope shift constants* », **Z. Phys. A321** (1985) 31
- [Bog59] N.N. Bogolyubov, « *The compensation principle and the self-consistent field method* », **Sov. Phys. Usp. 67 n°2** (1959) 236
- [Bog77] J. Boguta et A.R. Bodmer, « *Relativistic calculation of nuclear matter and the nuclear surface* », **Nucl. Phys. A292** (1977) 413
- [Boh50] A. Bohr and V.F. Weisskopf. « *The influence of nuclear structure on the hyperfine structure of heavy elements* », **Phys. Rev. 77** (1950) 94
- [Boh75] A. Bohr et B. Mottelson, « *Nuclear structure* », Benjamin, New York (1975) vol I et II
- [Bor89] W. Borchers et al. « *Xenon isotopes far from stability studied by collisional ionization laser spectroscopy* », **Phys. Lett. B216** (1989) 7
- [Bri90] I. Brissaud et al. **Nucl. Inst. Meth. B45** (1990) 636
- [Büt77] S. Büttgenbach et al. « *Magnetic dipole hyperfine structure in 4d- and 5d- shell atoms* », **Z. Phys. 283** (1977) 303
- [Dav67] P. Davidovits et al. **J. Chem. Phys. 46** (1967) 2968

- [Dec80] J. Dechargé et D. Gogny, « *Hartree-Fock-Bogoliubov calculations with the D1 effective interaction on spherical nuclei* », **Phys. Rev. C** **21**, n°4 (1980) 1568
- [Del06] J.P. Delaroche et al. « *Structure properties of even-even actinides at normal and super deformed shapes analysed using the Gogny force* », **Nucl. Phys. A** **771** (2006) 103
- [Dez90] A.M.G. Dezfuli, « *Characteristics of a laser desorption ion source* », Thèse, Université McGill, Montréal (1990)
- [Ebe87] J. Eberz et al. « *Nuclear spins, moments and charge radii of $^{108-111}\text{Sn}$* », **Z. Phys. A** **326** (1987) 121
- [Ell65] R.P. Elliott, « *Constitution of binary alloys, first supplement* », McGraw-Hill book company, NY (1965)
- [Ess03] S. Essabaa et al. « *Photo-fission for the production of radioactive beams ALTO project* », **Nucl. Inst. Meth. B** **204** (2003) 780
- [Fed00] V.N. Fedoseyev et al. « *The ISOLDE laser ion source for exotic nuclei* », **Hyp. Int.** **127** (2000) 409
- [Foc30] V.A. Fock, **Z. Phys.** **61** (1930) 126
- [Fra31] R.G.J. Fraser, « *Molecular Rays* », Cambridge university press, London and NY, (1931)
- [Fri90] H. Friedrich, « *Theoretical atomic physics* », Springer, Berlin (1990)
- [Fro82] C. Froese Fischer et L. Smentek-Mielczarek, **J. Phys.** **B16** (1982) 3479
- [Gam90] Y.K. Gambhir et al. « *Relativistic mean field theory for finite nuclei* », **Ann. Phys.** **198** (1990) 132
- [Gee79] R. Geerts et al. « *Magnetic moments of the ground states of ^{127}Te , ^{129}Te et ^{131}Te* », **Phys. Rev. C** **20** (1979) 1171
- [Gee80] R. Geerts et al. « *Magnetic moments of ^{125m}Te , ^{127m}Te and ^{129m}Te* », **Phys. Rev. C** **21** (1980) 439
- [Gel96] R. Geller, « *Electron cyclotron resonance ion source and ECR plasmas* », IOP, Bristol (1996)
- [Gor26] W. Gordon, **Z. Phys.** **40** (1926) 117
- [Gro77] L.W. Grossman et al. **Chem. Phys. Lett.** **50** (1977) 70
- [Han96] Handbook of chemistry and physics, 57th edition 1990-1996, CRC PRESS.
- [Har28] D.R. Hartree, **Proc. Cambridge Philos. Soc.** **24** (1928) 89
- [Hei74] K. Heilig et A. Steudel, « *Changes in the mean square nuclear charge radii from optical isotope shifts* », **At. Data Nucl. Data Tab.** **14** (1974) 614
- [Hen01] S. Henry, « *Piégeage et refroidissement d'ions exotiques pour la mesure de masse* », Thèse de l'université Louis Pasteur (2001)
- [Her50] G. Herzberg, « *Molecular spectra and molecular structure. I. Spectra of diatomic molecules* », Van Nostrand, Princeton, 2nd edition.
- [Hil53] D.L. Hill et J.A. Wheeler, « *Nuclear constitution and the interpretation of fission phenomena* », **Phys. Rev.** **89** (1953) 1102
- [Hil92] Th. Hilberath et al. « *Ground state properties of neutron-deficient platinum isotopes* », **Z. Phys. A** **342** (1992) 1
- [Hos04] F. Hosni, « *Faisceaux exotiques par méthode ISOL : développements pour l'ionisation par laser et l'ionisation de surface* », Thèse de l'université Paris XI, Orsay (2004)
- [Hur77] G.S. Hurst et al. « *One-atom detection using resonance ionization spectroscopy* », **Phys. Rev. A** **15** (1976) 2283
- [Hur79] G.S. Hurst et al. « *Resonance ionization spectroscopy and one-atom detection* », **Rev. Mod. Phys.** **51** (1979) 767
- [Huy83] M. Huyse, « *Ionization in a hot cavity* », **Nucl. Inst. and Meth.** **215** (1983) 1

- [Ibr02] F. Ibrahim et al. **Eur. Phys. J. A** **15** (2002) 357
- [ISOLDE] <http://www.cern.ch/ISOLDE/>
- [Jak02] G. Jakob et al. « Evidence for proton excitations in $^{130}, ^{132}, ^{134}, ^{136}\text{Xe}$ isotopes from measurements of g factors 2_1^+ and 4_1^+ states », **Phys. Rev. C** **65** (2002) 024316
- [Jes55] W.P. Jesse et J. Sadauskis, « Ionization of alpha particles in mixtures of gases », **Phys. Rev.** **100** (1955) 1755
- [Kin73] W.H. King et al. « Optical isotope shift in neodymium », **Z. Phys.** **265** (1973) 207
- [Kin84] W.H. King, « Isotope shift in atomic spectra », Plenum press (1984)
- [Kir76] R. Kirchner et E. Roeckl, « Investigation of gaseous discharge ion sources for isotope separation on-line », **Nucl. Inst. Meth.** **133** (1976) 187
- [Kir78] T. Kirsten, « Origin of the solar system », édité par S.F. Dermott (Wiley, Chichester/New York) (1978) 267-346
- [Kir81] R. Kirchner, **Nucl. Inst. and Meth.** **186** (1981) 275
- [Kir96] R. Kirchner, « Ion sources for radioactive beams and related problems », **Rev. Sci. Inst.** **67** (1996) 928
- [Kle26] O. Klein, **Z. Phys.** **37** (1926) 895
- [Kop58] H. Kopfermann, « Nuclear moments », Academic press, 1958
- [Kös99] U. Köster, « Yields and spectroscopy of radioactive isotopes at LOHENGRIN and ISOLDE », Thèse de l'université München eingereicht (1999)
- [Kös02] U. Köster, « Resonance ionisation laser ion sources », **Nucl. Phys. A** **701** (2002) 441c
- [Lab73] J.J. Labarthe et al. **J. Phys.** **B6** (1973) 1761
- [Lal97] G.A. Lalazissis et al. « New parametrization for the Lagrangian density of relativistic mean field theory », **Phys. Rev. C** **55**, n°1 (1997) 540
- [Lal99] G.A. Lalazissis et al. « Ground state properties of even-even nuclei in the relativistic mean-field theory », **At. Data and Nucl. Data tables** **71**(1999) 1
- [Leb89] F. Le Blanc, thèse de l'université Paris VII, 1989
- [Leb99] F. Le Blanc, cours de l'école Joliot-Curie « noyau, champ et cortège » 1999
- [Leb05] F. Le Blanc et al. « Charge-radius change and nuclear moments in the heavy tin isotopes from laser Spectroscopy: charge radius of ^{132}Sn », **Phys. Rev. C** **72** (2005) 034305
- [Lec78] R. Lecordier et J.M. Helbert, **Physica** **94C** (1978) 125
- [Lec79] R. Lecordier, « Détermination des déplacements isotopiques des isotopes impairs 123 et 125 du tellure par rapport aux isotopes impairs 122, 124 et 126 (odd-even staggering) », **Phys. Lett.** **72A** (1979) 327
- [Let92] V.S. Letokhov et al. « Laser spectroscopic studies of nuclei with neutron number $N < 82$ (Eu, Sm and Nd isotopes) », **J. Phys. G** **18** (1992) 1177
- [Let97] J. Lettry et al. « Pulse shape of the ISOLDE radioactive ion beams », **Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B** **126** (1997) 130
- [Lhe75] G. Lhersonneau et al. « Angular correlation and nuclear orientation study of ^{131}I populated in the decay of $^{131\text{m}}\text{Te}$ », **Phys. Rev. C** **12** (1975) 609
- [Lib83] S. Libermann et al. **Revue de Cethedec ondes et signal – NS 83-2** (1983) Paris
- [Lib99] J. Libert, M. Girod et J.P. Delaroche, « Microscopic descriptions of superdeformed bands with the Gogny force : configuration mixing calculations in the $A \sim 190$ mass region », **Phys. Rev. C** **60** (1999) 054301
- [Lib07] J. Libert et al. « Signs of dynamical effects for Cd, Sn, Te, Xe, Ba, and Sm nuclear charge radii », **Nucl. Phys. A** **786** (2007) 47

- [Löb70] K.E.G. Löbner, « *Nuclear intrinsic quadrupole moments and deformation parameters* », **Nucl. Dat. Tables** **A7** (1970) 495
- [Mar71] B.R. Martin, « *Statistics for physicists* », Academic press (1971) New York
- [Mar73] T.R. Marrero et al. **AIChE J. (Am. Inst. Chem. Eng.)** **19** (1973) 498
- [Mis93] V.I. Mishin et al. « *Chemically selective laser ion-source for the CERN-ISOLDE on-line mass separator facility* », **Nucl. Inst. and Meth. In Phys. Res.** **B73** (1993) 550
- [Möl92] P. Möller et J.R. Nix, **Nucl. Phys.** **A536** (1992) 20
- [Moo58] C.E. Moore, « *Atomic energy levels. Vol III* », Circular of the national bureau of standards 467 (1958)
- [Mue83] A.C. Mueller et al. « *Spins, moments and charge radii of barium isotopes in the range $^{122-146}\text{Ba}$ determined by collinear fast-beam laser spectroscopy* » **Nucl. Phys.** **A403** (1983) 234
- [Mye69] W.D. Myers et W.J. Swiatecki, « *Average nuclear properties* », **Ann. of Phys.** **55** (1969) 395
- [Mye74] W.D. Myers et W.J. Swiatecki, « *The nuclear droplet model for arbitrary shapes* », **Ann. of Phys.** **84** (1974) 186
- [Mye80] W.D. Myers et W.J. Swiatecki, « *Droplet model theory of the neutron skin* », **Nucl. Phys.** **A336** (1980) 267
- [Mye83] W.D. Myers et W.J. Swiatecki, « *An update on droplet model charge distribution* », **Nucl. Phys.** **A410** (1983) 61
- [NBSMA6] « *Tables of spectral lines intensities. Part I* », National Bureau of Standards, Monograph. 145 (1975)
- [Nis87] K. Nishimura et al. « *Magnetic moments of $^{119\text{m}}\text{Te}$, $^{121\text{m}}\text{Te}$ et $^{123\text{m}}\text{Te}$* », **Phys. Rev.** **C36** (1987) 2069
- [Noy58] H. Noya, A. Arima et H. Horie, « *Nuclear moments and configuration mixing* », **Prog. Theor. Phys. Suppl.** **8** (1958) 33
- [Ott87] E.W. Otten, « *Treatise on heavy-ion physics* », vol.8, Plenum Press (1987)
- [Pay75] M.G. Payne et al. « *Kinetic process determining the time dependence of vuv emission in He* », **J. Chem. Phys.** **63** (1975) 1422
- [Pin77] J. Pinard et S. Libermann, **Opt. Commun.** **20** (1977) 344
- [Rab99] J.F. Rabasse, Manuel d'utilisation SLABVIEW 1.4.1, IPN (1999)
- [Rad85] L.J. Radziemski et al. « *Reference data on atoms, molecules and ions* », Springer, Berlin (1985)
- [Rag89] P. Raghavan, « *Table of nuclear moments* », **At. Data and Nucl. Data Tab.** **42** (1989) 189
- [Ram56] N.F. Ramsey, « *Molecular Beams* », Oxford university press, London and NY (1956)
- [Rei86] P.G. Reinhard et al. **Z. Phys.** **A323** (1986) 13
- [Rei89] P.G. Reinhard, « *The relativistic mean field description of nuclei and nuclear dynamics* », **Rep. Prog. Phys.** **52** (1989) 439
- [Rei88] P.G. Reinhard, **Z. Phys.** **A329** (1988) 257
- [Ric84] A. Richardt et A.M. Durand, « *La pratique du vide et des dépôts de couches minces* », éditions IN FINE, Paris (1984)
- [Rin96] P. Ring, « *Relativistic mean field theory in finite nuclei* », **Prog. Part. Nucl. Phys.** **37** (1996) 193
- [Rou01] B. Roussière et al. V International Workshop « *Prospects for the development of laser methods in the study of nuclear matter* », Poznan, Poland, May 28-31 (2001)
- [Rou06] B. Roussière, Communication privée

- [Rus89] W. Ruster et al. « *A resonance ionization mass spectrometer as an analytical instrument for trace analysis* », **Nucl. Inst. Meth. A281** (1989) 547
- [Sal90] E.B. Saloman, « *A resonance ionization spectroscopy/resonance ionization mass spectrometry data service. I-* », **Spectrochimica Acta. Vol. 45B**, n°1/2 (1991)
- [Sal91] E.B. Saloman, « *A resonance ionization spectroscopy/resonance ionization mass spectrometry data service. II- Data sheets for Al, Ca, Cs, Cr, Co, Cu, Kr, Mg, Hg and Ni* », **Spectrochimica Acta. Vol. 46B**, n°3 (1991) 319
- [Sal92] E.B. Saloman, « *A resonance ionization spectroscopy/resonance ionization mass spectrometry data service. III- Data sheets for Sb, Bi, P, Na and Sn* », **Spectrochimica Acta. Vol. 47B**, n°4 (1991) 517
- [Sal94] E.B. Saloman, « *A resonance ionization spectroscopy/resonance ionization mass spectrometry data service. V-* », **Spectrochimica Acta. Vol. 49B**, n°3 (1991)
- [Sch37] T. Schmidt, **Z. Phys. 106** (1937) 358
- [Sel69] E.C. Seltzer, « *K X-ray isotope shifts* », **Phys. Rev. 188** (1969) 1916
- [Sha93] M.M. Sharma et al. **Phys. Lett. B312** (1993) 377
- [She88] E.B. Shera et al. « *Nuclear charge radii of the Te isotopes from muonic atoms* », **Phys. Rev. C39** (1988) 195
- [Shu69] F.A. Shunk, « *Constitution of binary alloys, second supplement* », McGraw-Hill book company, NY (1969)
- [Sil73] R.E. Silverans et al. « *Study of the magnetic dipole moment of the odd-mass tellurium isotopes by nuclear orientation* », **Nucl. Phys. A210** (1973) 307
- [Sky59] J.C. Slater, « *Theory of complex spectra* », **Phys. Rev. 34** (1929) 1293
- [Sla29] C.J. Smithells, « *Smithells metals reference book* », Butterworth-Heinemann, Oxford, 7th edn. (1992)
- [Smi92] R.M. Sternheimer, « *Shielding and antishielding effects for various ions and atomic systems* », **Phys. Rev. 146** (1966) 140
- [Ste67] R.M. Sternheimer, « *Quadrupole shielding and antishielding factors for atomic states* », **Phys. Rev. 164** (1967) 10
- [Thi81] C. Thibault et al. « *Hyperfine structure and isotope shift of the D_2 line of $^{118-145}\text{Cs}$ and some of their isomers* », **Nucl. Phys. A367** (1981) 1
- [Tor85] G. Torbohm et al. « *State-dependent volume isotope shifts of low-lying states of group-IIa and -IIb elements* », **Phys. Rev. A31** (1985) 2038
- [Vau72] D. Vautherin et D.M. Brink, « *Hartree-Fock calculations with Skyrme's interaction. I. Spherical nuclei* », **Phys. Rev. C5** (1972) 626
- [Ver00] D. Verney, Thèse de l'université de Grenoble (2000)
- [Wal79] J.D. Walecka, « *The equation of state of nuclear matter and properties of finite nuclei in a relativistic quantum field theory* », **Nucl. Int.** (1979) 294
- [Wea53] H.E. Weaver, « *Magnetic moments of ^{29}Si , ^{33}S , ^{67}Zn , ^{75}As , ^{77}Se , ^{123}Te and ^{125}Te* », **Phys. Rev. 89** (1953) 923
- [Wel88] S.A. Wells et al. « *Fluorescent atom coincidence spectroscopy of extremely neutron-deficient barium isotopes* », **Phys. Lett. B211** (1988) 272
- [Whi33] H.E. White et A.Y. Eliason, **Phys. Rev. 41** (1933) 753
- [Whi98] G. White et al. **Nucl. Phys. A640** (1998) 323
- [Wor78] E.F. Worden et al. **J. opt. Soc. Amer. 68** (1978) 52